BULLETIN du MUSÉUM NATIONAL d'HISTOIRE NATURELLE

PUBLICATION BIMESTRIELLE

sciences de la terre

52

N° 367 JANVIER-FÉVRIER 1976

BULLETIN
du
MUSÉUM NATIONAL D'HISTOIRE NATURELLE

57, rue Cuvier, 75005 Paris

Directeur : Pr M. Vachon.

Comité directeur : Prs J. Dorst, C. Lévi et R. Laffitte.

Rédacteur général : Dr M.-L. Bauchot.

Secrétaire de rédaction : Mme P. Dupérier.

Conseiller pour l'illustration : Dr N. Hallé.

Le *Bulletin du Muséum national d'Histoire naturelle*, revue bimestrielle, paraît depuis 1895 et publie des travaux originaux relatifs aux diverses branches de la Science.

Les tomes 1 à 34 (1895-1928), constituant la 1re série, et les tomes 35 à 42 (1929-1970), constituant la 2e série, étaient formés de fascicules regroupant des articles divers.

A partir de 1971, le *Bulletin* 3e série est divisé en six sections (Zoologie — Botanique — Sciences de la Terre — Sciences de l'Homme — Sciences physico-chimiques — Écologie générale) et les articles paraissent, en principe, par fascicules séparés.

S'adresser :

— pour les **échanges,** à la Bibliothèque centrale du Muséum national d'Histoire naturelle, 38, rue Geoffroy-Saint-Hilaire, 75005 Paris (C.C.P., Paris 9062-62) ;

— pour les **abonnements** et les **achats au numéros,** à la Librairie du Muséum, 36, rue Geoffroy-Saint-Hilaire, 75005 Paris (C.C.P., Paris 17591-12 — Crédit Lyonnais, agence Y-425) ;

— pour tout ce qui concerne la **rédaction,** au Secrétariat du *Bulletin*, 57, rue Cuvier, 75005 Paris.

Abonnements pour l'année 1976

Abonnement général : France, 530 F ; Étranger, 580 F.
Zoologie : France, 410 F ; Étranger, 450 F.
Sciences de la Terre : France, 110 F ; Étranger, 120 F.
Botanique : France, 80 F ; Étranger, 90 F.
Écologie générale : France, 70 F ; Étranger, 80 F.
Sciences physico-chimiques : France, 25 F ; Étranger, 30 F.

International Standard Serial Number (ISSN) : 0027-4070.

BULLETIN DU MUSÉUM NATIONAL D'HISTOIRE NATURELLE
3e série, n° 367, janvier-février 1976, Sciences de la Terre 52

Traces nucléaires dans les météorites et les roches lunaires

par Jean-Claude Lorin de la Grand'Maison *

Abstract. — Simple analytical forms are derived for computing the depth distribution of cosmic-ray tracks in a few geometrical cases : semi-infinite, spherical and hemi-spherical solids. Application is made of these calculations to the determination of the time-averaged differential energy spectrum of solar and galactic cosmic-ray VH particles, largely from track data on meteoritic and lunar materials.

In this respect, detailed information is given upon track density measurements in the Keyes and Saint-Séverin chondrites as well as in the crystalline rock 14310 and the gas-rich breccia 14307, both collected at the Apollo 14 landing site. According to the present analysis, the long-term energy distribution of VH ions in the inner part of the solar system is estimated to be ($\pm$ 55 %) :
$dN/dE = 1.5\ W^{-2.2}$ VH/m² s sr GeV/n ($0.15 < E < 1$ GeV/n) ($r_{solaire} = 2$-3 a.u.)
$dN/dE = 1.8 \times 10^3\ E^{-3}$ VH/m² s sr MeV/n ($1.5 < E < 100$ MeV/n) ($r_{solaire} = 1$ a.u.)
(E : Kinetic energy ; W : total energy per nucleon)

It is concluded that the flux of heavy cosmic rays has remained essentially constant over the last twenty million years, and that it is also presumably the case for solar heavy cosmic rays over a time scale of a billion years. Besides, no convincing evidence is found for significant time-variations of the fine-scale erosion rate over the last billion years. With regard to the spatial variation of the galactic cosmic-ray heavy component in the inner solar system, the track data make large intensity gradients unlikely, at least for VH ions with kinetic energy greater than 300 MeV/N.

Information more specifically related to objects under study concerns pre-atmospheric masses, estimated to be 280 $\pm$ 40 kg and 400-470 kg for Keyes and Saint-Séverin meteorites, respectively, surface exposure age, estimated to be definitely larger than 10^7 years for rock 14310, and fine scale erosion rate estimated to be 7 $\pm$ 4 Å/y for this same rock. Finally, if erosion controlled, the track density gradients observed in individual grains of a typical lunar soil are indicative of a rather high fine-scale erosion rate, 5 $\pm$ 3 Å/y.

Introduction

Les traces nucléaires peuvent être définies comme étant des zones à forte concentration en lacunes et interstitiels créées par les particules chargées le long d'une fraction de leur parcours dans les solides isolants. Leur remarquable réactivité chimique en facilite la mise en évidence et l'observation.

On tire avantage de la faible sensibilité des détecteurs à traces présents dans les roches lunaires ou météoritiques pour filtrer les rayonnements corpusculaires et n'en analyser que la composante lourde.

* *Équipe de Recherche CNRS n° 80, Laboratoire de Minéralogie, Muséum national d'Histoire naturelle, 61, rue de Buffon, 75005 Paris.*

Il n'existe pas précisément (Price *et al.*, 1973 *a*) de seuil d'enregistrement dans les détecteurs minéraux : la vitesse d'attaque, le long de la zone endommagée par une particule, diminue simplement quand la particule est plus faiblement ionisante. Il en résulte toutefois, d'un point de vue pratique, l'existence d'un seuil fonctionnel d'enregistrement lié aux conditions dans lesquelles s'effectuent révélation et observation.

Lorsqu'il s'agit de traces fossiles, les contraintes physiques éventuellement subies par le détecteur, soit tout au long de son histoire d'irradiation, soit épisodiquement, relèvent ce seuil fonctionnel, ce phénomène étant du reste utilisé pour identifier des particules de charge élevée (Maurette, 1969 ; Price *et al.*, 1972).

Il en résulte que les détecteurs minéraux n'enregistrent en pratique que des ions dont la charge est supérieure à une certaine charge limite. Cette charge limite est supérieure ou égale à 20 pour des détecteurs minéraux classiques comme les olivines, orthopyroxènes et feldspaths. En conséquence, ce sont essentiellement les éléments du groupe du fer ($20 < Z < 30$), présents dans les rayonnements particulaires, qui vont être responsables de la formation des traces dans les cristaux détecteurs des roches extraterrestres. Ces éléments ne représentent qu'une portion faible de la composante nucléonique des rayonnements particulaires : de l'ordre de 0.004 % dans le rayonnement cosmique solaire pour des particules d'énergie supérieure à 25 Mev/n, et de l'ordre de 0.07 % dans le rayonnement cosmique galactique pour des particules d'énergie supérieure à 850 Mev/n.

Nous présentons ici une analyse et des données expérimentales permettant la détermination de la distribution d'énergie de cette composante.

I. TAUX DE FORMATION DES TRACES D'IONS DE FER

Fleischer *et al.* (1967) ont eu le mérite de proposer un mode de calcul des taux de formation d'ions VH galactiques dans les corps sphériques irradiés dans l'espace, complété par Maurette *et al.* (1969), qui a servi de base à tous les calculs ultérieurs sans autres retouches que celles nécessitées par la considération de géométries d'irradiation différentes. En particulier, le calcul des taux de production de traces dans des corps ellipsoïdaux irradiés dans l'espace, ou dans différentes conditions de blindage, à la surface d'un objet considérablement plus volumineux, a fait l'objet, récemment, d'un très intéressant travail par Bhattacharya *et al.* (1973 *b*).

Le fait que la base analytique soit commune aux deux groupes, que, par ailleurs, leurs mesures expérimentales soient les mêmes $\pm$ 20 % (Yuhas *et al.*, 1972), rend donc inexplicable que les évaluations d'ions VH effectuées par Walker et Yuhas (1973) et Bhandari *et al.* (1971) entre 100 et 500 Mev/n diffèrent par un facteur 1.6 (Battacharya *et al.*, 1973 *a*). Il justifie un réexamen des taux de production de traces par les ions VH galactiques.

Le calcul du taux de production de traces d'ions VH du rayonnement cosmique solaire à la surface des météorites a été effectué pour la première fois par Price *et al.* (1967) tandis que Lal *et al.* (1967) traitaient du problème similaire de l'implantation des différents types de particules du rayonnement cosmique solaire. L'analyse des traces du rayonnement cosmique solaire dans les cristaux de la matrice des météorites riches en gaz (Pellas *et al.*, 1969 ; Lal et Rajan, 1969) a nécessité une nouvelle étude de la question.

Nous examinons ici, après une brève introduction sur les conditions générales d'enregistrement, les cas du demi-plan infini, du solide sphérique et enfin du solide hémisphérique.

Conditions générales

Soit un plan de section d'un détecteur sur lequel on se propose d'évaluer le nombre de traces par unité de surface (densité). Ce détecteur se trouve situé à l'intérieur d'un solide exposé à un flux de particules enregistrables.

Nous convenons d'appeler : $\vec{t}$: trace, $\vec{d}$: normale à la surface d'exposition, $\vec{n}$: normale au plan de révélation, η : angle zénithal, ζ : angle azimuthal, $\Phi : (\vec{i}, \vec{j})$, $\theta : (\vec{t}, \vec{d})$, $\beta : (\vec{n}, \vec{d})$. (1)
Ces éléments sont représentés sur la figure 1. Ils sont liés par les relations suivantes :

$$\cos \eta = | \cos \theta | | \cos \beta | + | \sin \beta | | \sin \theta | \cos \Phi \qquad (2)$$
$$\cos \theta = | \cos \beta | | \cos \eta | + | \sin \beta | | \sin \eta | \cos \xi$$

Le flux de particules enregistrables sera caractérisé par une distribution d'énergie dont le spectre différentiel aura la forme :

$$dN / dE = f (E)$$

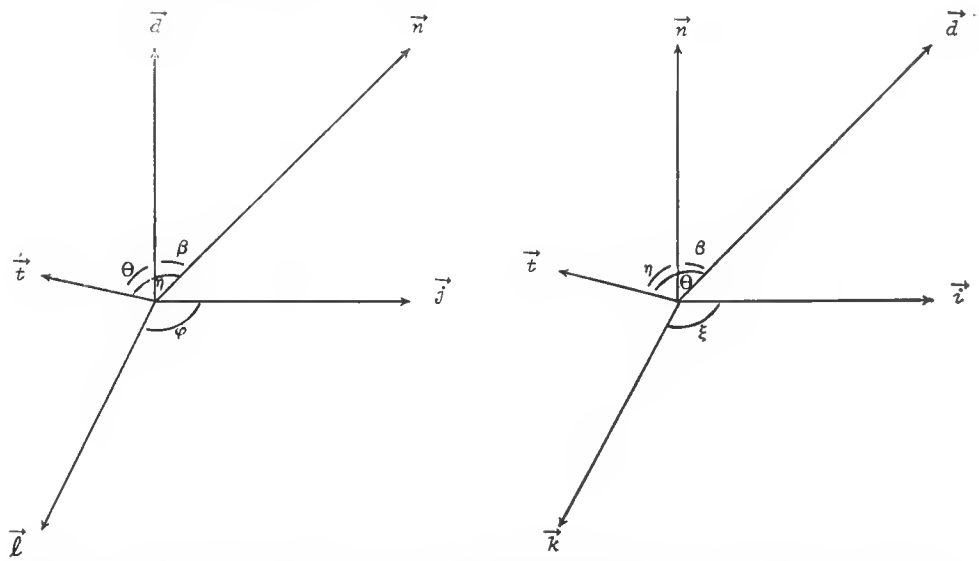

Fig. 1. — Géométrie d'enregistrement ($\vec{t}$: trace ; $\vec{d}$: normale à la surface d'exposition ; $\vec{n}$: normale au plan de révélation ; η : angle zénital ; ζ : angle azimuthal.)

Le parcours qu'effectuent les particules dans le solide en faisant abstraction de toute intéraction nucléaire est une fonction de leur énergie cinétique de départ. La relation qui lie ce parcours à l'énergie initiale, $R = g (E)$, est spécifique du type de particules et du solide considérés.

Il en résulte que les particules enregistrables pourront être caractérisées également

par le spectre de parcours qu'elles ont dans le solide considéré, soit $dN / dR = \Phi (R)$. Ce spectre de parcours est bien entendu une fonction de f et de g.

Dans le cas où le spectre différentiel d'énergie des particules et la relation parcours-énergie dans le solide sont toutes deux des fonctions puissances, le spectre des parcours est également une fonction puissance.

En effet, si $dN / dE = AE^{-\gamma}$ et $R = BE^{n}$:

$$dN / dR = \Phi (R) = KR^{-u} \text{ avec } K = \frac{AB^{u-1}}{n} \text{ et } u = 1 + \frac{\gamma - 1}{n}$$

Soit ΔR le parcours révélable total — dans des conditions de révélation et d'observation données — pour le type de particules et le solide considérés, et e la longueur minimum de la trace révélée nécessaire à son identification dans les conditions d'observation précitées.

Soi $\Delta R'$ le parcours résiduel effectué par la particule après enregistrement (fig. 2).

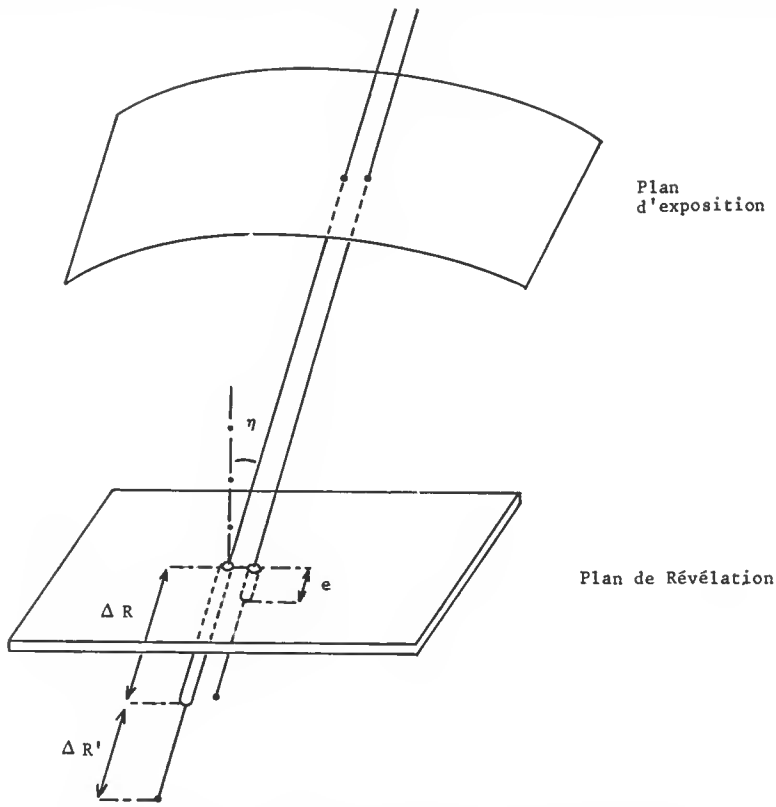

Fig. 2. — Conditions géométriques requises pour la révélation et l'observation d'une trace sur le plan de section d'un détecteur.

Il en résulte que, η étant l'angle du faisceau avec la normale au plan de révélation, l'expression du taux de formation de traces par unité d'angle solide Ω est donnée par l'expression :

$$d\rho/dt\, d\Omega = \cos\eta \int_{R_o + e + \Delta R'}^{R_o + \Delta R + \Delta R'} \Phi(R)\, dR \qquad (3)$$

Par la suite, nous considérerons que le parcours résiduel $\Delta R'$ est négligeable, de manière à alléger la présentation. Il va de soi que l'on tiendra compte sans difficulté de l'existence de ce paramètre en remplaçant dans les expressions que nous donnerons e par $(e + \Delta R')$ et ΔR par $(\Delta R + \Delta R')$.

On supposera également que le flux de particules enregistrables est isotrope, soit en raison de ses caractéristiques propres, comme c'est le cas pour le rayonnement cosmique galactique qui présente un très faible degré d'anisotropie (Jacklyn, 1966), soit en raison de la multiplicité des orientations successives prises par le détecteur en cours d'irradiation.

On suppose également que le spectre des parcours répond à une loi en puissance : $\Phi(R) \propto R^{-n}$. Nous verrons qu'il est possible de se ramener à ce cas simple.

Notons deux points importants :

— tout d'abord, l'angle solide élémentaire peut s'exprimer de deux manières différentes, soit en fonction des angles θ et Φ, soit en fonction des angles η et ξ ;

$$d\Omega = \sin\theta\, d\theta d\Phi = \sin\eta\, d\eta\, d\xi \qquad (4)$$

— de plus, il est possible de remplacer dans l'équation (3) $\cos\eta$ par sa valeur tirée des relations (2) :

$$d\rho / dt\, d\Omega = \cos\beta \cos\theta \int_{R_o + e}^{R_o + \Delta R} \Phi(R)\, dR + \sin\beta \sin\theta \cos\phi \int_{R_o + e}^{R_o + \Delta R} \Phi(R)\, dR$$

$$= \cos\beta\, (d\rho_o / dt\, d\Omega) + \sin\beta\, (d\rho_{\pi/2} / dt\, d\Omega) \qquad (5)$$

On voit que le taux de productions de traces sur un plan de section, dont la normale fait un angle β quelconque avec la normale à la surface d'exposition, s'obtient immédiatement en composant au moyen de la relation ci-dessus les taux de production calculés dans les conditions géométriques $\beta = 0$ et $\beta = \Pi/2$.

Cas du demi-plan infini

a — *Taux de production*

Soit Z la distance du plan de révélation au plan d'exposition. La trace faisant un angle θ avec la normale au plan d'exposition, le paramètre R_0 dans l'équation (3) a pour valeur $Z/\cos\theta$, et le taux de production par unité d'angle solide est :

$$d\rho / dt\, d\Omega = \cos\eta \int_{Z/\cos\theta + e}^{Z/\cos\theta + \Delta R} \Phi(R)\, dR \qquad (6)$$

Le taux de production directement mesurable aura donc pour expression, en tenant compte des relations (4) :

$$d\rho / dt = \int_{\Omega} d\Omega \cos\eta \int_{Z/\cos\Theta + e}^{Z/\cos\Theta + \Delta R} \Phi(R)\, dR = \int_{\Theta}\int_{\Phi} \sin\Theta \cos\eta \left(\int_{Z/\cos\Theta + e}^{Z/\cos\Theta + \Delta R} \Phi(R) dR \right) d\Theta \; d\Phi$$

Dans la condition $\beta = 0$, $\cos\eta = \cos\theta$, si bien que :

$$d\rho_0 / dt = 2\pi \int_{\theta^0}^{\pi/2} \sin\Theta \cos\Theta \left(\int_{Z/\cos\Theta + e}^{Z/\cos\Theta + \Delta R} \Phi(R)\, dR \right) d\Theta$$

Tableau I

$$u = 0.5 \qquad d\rho_0/dt = 2\pi K Z^{1/2} \left[x^{3/2} \left[Y^{3/2}(Y-1)^{1/2} - \frac{1}{2} Y^{1/2}(Y-1)^{1/2} - \frac{1}{2} L \left(Y^{1/2} + (Y-1)^{1/2} \right) \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/e}^{Z/\Delta R}$$

$$u = 1 \qquad d\rho_0/dt = 2\pi K \left[\frac{x^2}{2} \left[Y(Y-2) LY + Y \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/e}^{Z/\Delta R}$$

$$u = 1.5 \qquad d\rho_0/dt = \frac{2\pi K}{Z^{1/2}} \left[x^{5/2} \left[Y^{1/2}(Y-1)^{3/2} - \frac{3}{2} Y^{1/2}(Y-1)^{1/2} + \frac{3}{2} L \left(Y^{1/2} + (Y-1)^{1/2} \right) \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/\Delta R}^{Z/e}$$

$$u = 2 \qquad d\rho_0/dt = \frac{2\pi K}{Z} \left[x^3 \left[\frac{Y^2}{2} - 2Y + LY \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/\Delta R}^{Z/e}$$

$$u = 2.5 \qquad d\rho_0/dt = \frac{2\pi K}{Z^{3/2}} \left[\frac{x^{7/2}}{3/2} \left[-2 Y^{-1/2}(Y-1)^{5/2} + \frac{5}{2}(Y-1)^{3/2} Y^{1/2} - \frac{15}{4} Y^{1/2}(Y-1)^{1/2} + \frac{15}{4} L \left(Y^{1/2} + (Y-1)^{1/2} \right) \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/\Delta R}^{Z/e}$$

$$u = 3 \qquad d\rho_0/dt = \frac{2\pi K}{Z^2} \left[\frac{x^4}{2} \left[\frac{Y^2}{2} - 3Y + 3LY + \frac{1}{Y} \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/\Delta R}^{Z/e}$$

$$u = 3.5 \qquad d\rho_0/dt = \frac{2\pi K}{Z^{5/2}} \left[\frac{x^{9/2}}{5/2} \left[(Y-1)^{3/2} Y^{-3/2} \left(\frac{Y^2}{2} - \frac{11Y}{4} - \frac{2}{3} \right) - \frac{35}{4}(Y-1)^{1/2} Y^{1/2} + \frac{35}{4} L \left((Y-1)^{1/2} + Y^{1/2} \right) \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/\Delta R}^{Z/e}$$

$$u = 4 \qquad d\rho_0/dt = \frac{2\pi K}{Z^3} \left[\frac{x^5}{3} \left[\frac{Y^2}{2} - 4Y + 6LY + \frac{4}{Y} - \frac{1}{2Y^2} \right]_{1+\frac{\cos\Theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}} \right]_{Z/\Delta R}^{Z/e}$$

Tableau II

$$d\rho_{\Pi/2}/dt = d\rho'_{\Pi/2}/dt - d\rho''_{\Pi/2}/dt$$

Cas u = 4

$$\frac{d\rho'_{\Pi/2}}{dt} = \frac{32}{3Z^3(1-\alpha)^3}\left[\begin{array}{l} \dfrac{-\sin\theta(1+\cos\theta)}{2(m^2-1)^3} + \dfrac{7m^2+5}{2(m^2-1)^4}\sin\theta - \dfrac{11m^4+26m^2+11}{2(m^2-1)^5}\theta \\ + \dfrac{1}{16m^3}\left(\dfrac{m^2+1}{m^2-1}\right)^3 \sin\phi\,(1+\cos\phi) - \dfrac{(m^2+1)^2(m^4-24m^2-1)}{16m^3(m^2-1)^4}\sin\phi + \dfrac{(m^2+1)(-m^8+24m^6+146m^4+24m^2-1)\phi}{16m^3(m^2-1)^5} \end{array}\right]_0^{\theta_e}$$

avec $\alpha = e/Z$, $m^2 = (1+\alpha)/(1-\alpha)$, $\phi = 2\,\mathrm{arctg}\,t/m$, $t = \mathrm{tg}\,\theta/2$

$\dfrac{d\rho''_{\Pi/2}}{dt}$ = même expression que ci-dessus, avec $\alpha = \Delta R/Z$, si $Z > \Delta R$. Par contre, si $Z < \Delta R$:

$$\frac{d\rho''_{\Pi/2}}{dt} = \frac{32}{3Z^3(1-\alpha)^3}\left[\begin{array}{l} \dfrac{\sin\theta(1+\cos\theta)}{2(n^2+1)^3} + \dfrac{-7n^2+5}{2(n^2+1)^4}\sin\theta + \dfrac{11n^4-26n^2+11}{2(n^2+1)^5}\theta - \dfrac{1}{16n^3}\left(\dfrac{1-n^2}{1+n^2}\right)^3 \mathrm{tg}\,\phi\left(1+\dfrac{1}{\cos\phi}\right) \\ - \dfrac{(1-n^2)^2(n^4+24n^2-1)}{16n^3(n^2+1)^4}\,\mathrm{tg}\,\phi + (1-n^2)\dfrac{(n^8+24n^6-146n^4+24n^2+1)}{16n^3(n^2+1)^5}\,L\,\dfrac{|t+n|}{|t-n|} \end{array}\right]_0^{\theta_c}$$

avec $\alpha = \Delta R/Z$, $n^2 = (\alpha+1)/(\alpha-1)$, $\theta = 2\,\mathrm{arctg}\,t/n$, $t = \mathrm{tg}\,\theta/2$

Dans la condition $\beta = \pi/2$, $\cos\eta = \sin\theta\cos\Phi$, si bien que :

$$d\rho_{\pi/2}/dt = 4\int_{\theta_0}^{\pi/2} \sin^2\theta \left(\int_{Z/\cos\theta + e}^{Z/\cos\theta + \Delta R} \Phi(R)\,dR\right) d\theta$$

On trouve dans le tableau I les formules donnant le taux de production de traces dans la condition $\beta = 0$ pour les valeurs entières et demi-entières de u de 0.5 à 4, et dans le tableau II la formule relative au taux de production de traces dans la condition $\beta = \pi/2$ pour u = 4, à titre d'exemple.

On démontre que, pour u entier différent de 1, avec $\Phi(R) = KR^{-u}$ et un angle solide d'irradiation $2\Pi\,(1 - \cos\theta)$:

$$d\rho_o/dt = \frac{2\Pi K}{Z^{u-1}}\left[\frac{x^{u+1}}{u-1}\left[\frac{Y^2}{2} - uY + \frac{u(u-1)}{2!}LY + \sum_{p=3}^{u}\frac{(-1)^{p+1}}{p-2}\,\frac{u!}{p!\,(u-p)!}\,\frac{1}{Y^{p-2}}\right]_{1+\frac{\cos\theta}{x}}^{1+\frac{1}{x}}\right]_{Z/\Delta R}^{Z/e} \qquad (7a)$$

Expression qui, pour $Z > \Delta R$, prend la forme :

$$d\rho_o/dt = 2\Pi K\left\{\frac{(\Delta R - e)}{Z^u}\,\frac{1}{u+2}(1-\cos^{u+2}\theta) + \sum_{i=2}^{\infty}(-1)^{i+1}\frac{(\Delta R^i - e^i)}{Z^{u-1+i}}\,\frac{u(u+1)\quad(u+i-2)}{i!\,(u+1+i)}(1-\cos^{u+1+i}\theta)\right\} \qquad (7b)$$

équivalente, lorsque u est entier, à :

$$d\rho_o / dt = 2\pi K \sum_{i^o}^{\infty} (-1)^{i+1} \frac{\Delta R^i - e^i}{Z^{u-1+i}} (1-\cos^{u+1+i}\theta) \frac{(u+i-2)!}{(u-1)!\, i!} \qquad (7c)$$

b — *Distributions angulaires*

L'équation (6) peut aussi s'écrire sous la forme :

$$d\rho / dt = \int_{\Omega} d\Omega \cos\eta \int_{Z/\cos\theta + e}^{Z/\cos\theta + \Delta R} \phi(R)\, dR = \iint_{\eta\xi} \sin\eta \cos\eta \left(\int_{Z/\cos\theta + e}^{Z/\cos\theta + \Delta R} \phi(R)\, dR \right) d\eta\, d\xi$$

Soit, en remplaçant cosθ par son expression en fonetion de η et ξ :

$$d\rho / dt = \iint_{\eta\xi} \sin\eta \cos\eta\, f(\cos\beta \cos\eta + \sin\beta \sin\eta \cos\xi)\, d\eta\, d\xi$$

De cettc expression, se déduisent immédiatement les distributions zénithales des traces dans le plan de révélation :

$$d\rho / dt\, d\eta = 2 \int_{\xi=-\pi/2}^{\pi/2} \sin\eta \cos\eta\, f(\cos\beta \cos\eta + \sin\beta \sin\eta \cos\xi)\, d\xi$$

$$d\eta / dt\, d\xi = \int_{\eta=0}^{\pi/2} \sin\eta \cos\eta\, f(\cos\beta \cos\eta + \sin\beta \sin\eta \cos\xi)\, d\eta$$

Tableau III

Distributions Zénithales

$$u = 1 \qquad d\rho/dt\, d\eta = \frac{K(\Delta R - e)}{Z} \sin 2\eta\, (\pi \cos\eta \cos\beta + 2 \sin\beta \sin\eta)$$

$$u = 2 \qquad d\rho/dt\, d\eta = \frac{K(\Delta R - e)}{Z^2} \sin 2\eta \left[\pi(\cos^2\beta \cos^2\eta + \frac{1}{2} \sin^2\beta \sin^2\eta) + \sin 2\beta \sin 2\eta) \right]$$

$$u = 3 \qquad d\rho/dt\, d\eta = \frac{K(\Delta R - e)}{Z^3} \sin 2\eta \left[\pi\cos\beta \cos\eta(\cos^2\beta\cos^2\eta + \frac{3}{2} \sin^2\beta \sin^2\eta) + 6\sin\beta\sin\eta(\cos^2\beta\cos^2\eta + \frac{1}{4} \sin^2\beta\sin^2\eta) - \frac{1}{6}\sin^3\beta\sin^3\eta \right]$$

Distributions Azimuthales

$$u = 1 \qquad d\rho/dt\, d\xi = \frac{K(\Delta R - e)}{3Z} (\cos\beta + \sin\beta \cos\xi)$$

$$u = 2 \qquad d\rho/dt\, d\xi = \frac{K(\Delta R - e)}{4Z^2} (\cos^2\beta + \sin^2\beta \cos^2\xi + \frac{\pi}{4} \sin 2\beta \cos\xi)$$

$$u = 3 \qquad d\rho/dt\, d\xi = \frac{K(\Delta R - e)}{5Z^2} \left[\cos^3\beta + \sin^3\beta \cos^3\xi + 6 \sin\beta \cos\beta \cos\xi (\cos\beta + \sin\beta \cos\xi) \right]$$

Le tableau III donne, à titre d'exemple, la formulation de ces distributions pour des valeurs entières de u, entre 1 et 3, lorsque le plan de révélation est à une distance du plan d'exposition très supérieure au parcours révélable ($Z >> \Delta R$). Ces distributions sont illustrées en figure 3. Elles montrent une anisotropie très caractéristique qui permet de différencier, généralement sans ambiguïté, les traces d'ions lourds des rayonnements corpusculaires de celles dues à la fission d'éléments instables.

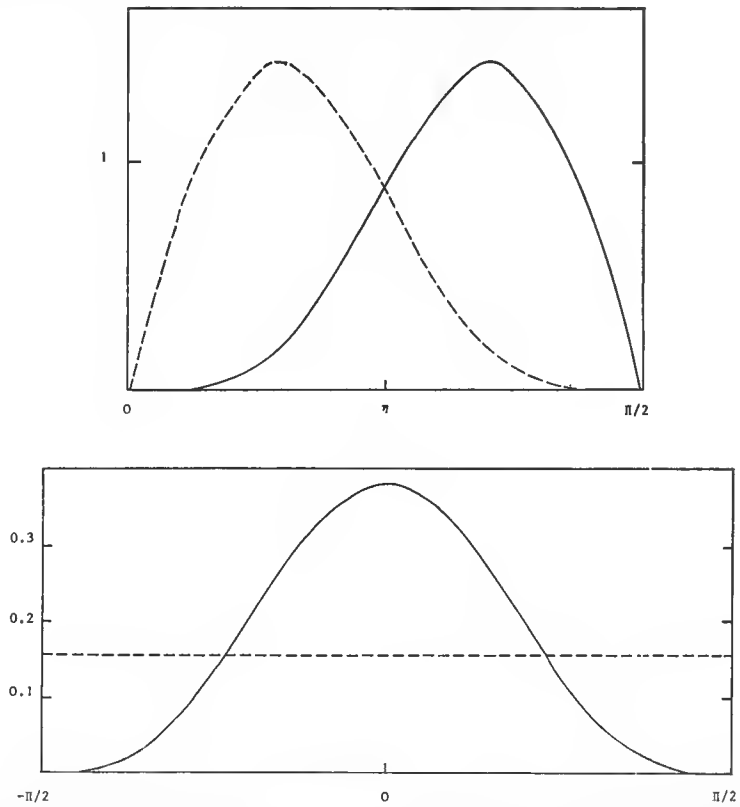

Fig. 3. — Distributions zénithales et azimuthales des traces dans le cas où le spectre des parcours des particules enregistrables est de la forme R^{-3}. (Trait plein : $\beta = \Pi/2$; tirets : $\beta = 0$.)

Cas du solide sphérique

Soit Z la distance du plan de révélation à la surface d'exposition la plus proche. La trace faisant un angle θ avec la normale à cette surface, le paramètre R_0 dans l'équation (3) a pour valeur r(θ) :

$$r(\theta) = (R-Z)\left(\sqrt{\cos^2\theta + m^2} \pm \cos\theta\right) \qquad \text{avec } m^2 = \left(\frac{R}{R-Z}\right)^2 - 1$$

Il en résulte que le taux de production par unité d'angle solide s'écrira :

$$d\rho_o / dt\, d\Omega = \cos\eta \int_{r'(\theta)+e}^{r'(\theta)+\Delta R} \Phi(R)\, dR + \cos\eta \int_{r'(\theta)+e}^{r''(\theta)+\Delta R} \Phi(R)\, dR$$

si l'on décide de différencier les composantes d'irradiations

"avant" $r'(\theta) = (R-2)\left(\sqrt{\cos^2\theta + m^2} - \cos\theta\right)$

et "arrière" $r''(\theta) = (R-2)\left(\sqrt{\cos^2\theta + m^2} + \cos\theta\right)$

Dans le cas d'une irradiation isotrope, les taux de production correspondant aux conditions $\beta = 0$ et $\beta = \Pi/2$ seront donnés par les expressions :

$$d\rho_o / dt = 2\Pi \int_0^{\Pi/2} \sin\theta \cos\theta \left(\int_{r'(\theta)+e}^{r'(\theta)+\Delta R} \Phi(R)\, dR \right) d\theta + 2\Pi \int_0^{\Pi/2} \sin\theta \cos\theta \left(\int_{r''(\theta)+e}^{r''(\theta)+\Delta R} \Phi(R)\, dR \right) d\theta$$

$$d\rho_{\Pi/2} / dt = 4 \int_0^{\Pi/2} \sin^2\theta \left(\int_{r'(\theta)+e}^{r'(\theta)+\Delta R} \Phi(R)\, dR \right) d\theta + 4 \int_0^{\Pi/2} \sin^2\theta \left(\int_{r''(\theta)+e}^{r''(\theta)+\Delta R} \Phi(R)\, dR \right) d\theta$$

Dans le cas d'une irradiation en position stationnaire à la surface d'un demi-plan infini, il va de soi que le taux de production sera donné par la composante d'irradiation « avant » dans l'hémisphère supérieur, et par la composante d'irradiation « arrière » dans l'hémisphère inférieur. La considération de conditions plus restrictives — irradiation sous un angle solide donné — ne pose pas plus de problèmes.

Dans la condition $\beta = 0$, seul cas considéré ici, le calcul peut être effectué de manière exacte. On trouvera dans le tableau IV trois exemples correspondant aux valeurs 2, 3 et 4 de u, dans le cas purement formel d'une irradiation isotrope sous un angle solide $2\Pi\ (1 - \cos\theta)$.

Lorsque la distance du plan de révélation à la surface d'exposition la plus proche est grande ($Z >> \Delta R$) le calcul s'en trouve simplifié. Les résultats sont présentés dans le tableau V pour des valeurs de u comprises entre — 1 et 7, dans le cas purement formel d'une irradiation isotrope sous un angle solide $2\Pi\ (1 - \cos\theta)$.

Il est possible de donner un développement général de ces expressions en fonction de $\varepsilon = (R-Z)/R$ dans le cas d'une irradiation sous 4Π stéradians.

La composante d'irradiation « avant » s'écrira :

$$d\rho'_o/dt = \frac{2\Pi(\Delta R-e)K}{\left[R(1-\varepsilon^2)\right]^u} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{u\varepsilon}{3} + \frac{u(u-2)}{8}\varepsilon^2 + \frac{u(u-1)(u-4)}{30}\varepsilon^3 + \frac{u(u-2)(u^2-7u+9)}{144}\varepsilon^4 + \frac{u(u-1)(u-3)(u-4)(u-6)}{840}\varepsilon^5 + \frac{u(u-2)(u-4)(u-6)(u^2-8u+10)}{5760}\varepsilon^6 \right\} \quad (8a)$$

La composante d'irradiation « arrière » $d\rho''_o/dt$ s'obtiendra à partir de $d\rho'_o/dt$ en changeant ε de signe. Ces expressions sont valables pour $u > 0$; lorsque $u < 0$, l'expression entre accolades reste inchangée, son multiplicateur devenant par contre $2\Pi(\Delta R-e)K/R^u$.

On utilisera également une formulation un peu différente de ce développement :

$$d\rho'_o/dt = \frac{2\Pi(\Delta R-e)\ K}{(1+\varepsilon^2)\ \left[R(1-\varepsilon^2)(1+\varepsilon^2)^{1/2}\right]^u} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{u\varepsilon}{3} + \left(\frac{1}{2} + \frac{u^2}{8}\right)\varepsilon^2 + \frac{u(u^2+14)}{30}\varepsilon^3 + \frac{u(u^3+32u-36)}{144}\varepsilon^4 \cdots \right\} \qquad (8b)$$

Cette formulation est valable pour $u > 0$; lorsque $u < 0$, l'expression entre accolades reste inchangée, son multiplicateur devenant

$$2\Pi\ (\Delta R-e)\ K/(1+\varepsilon^2)\ \left[R(1+\varepsilon^2)^{-1/2}\right]^u .$$

Tableau IV

$$d\rho/dt = d\rho/dt + d\rho''/dt$$

$u = 2$

$$d\rho'/dt = \frac{2\Pi K}{R-Z}(4m^2)\left[\frac{(-1)}{\alpha-m}\left[\frac{-1}{\gamma-1}\frac{1}{(t-1)^2} - \frac{\gamma}{2(\gamma-1)^2}\frac{1}{(t-1)} + \frac{(\gamma+1)^2}{8(\gamma+1)^3} L\,|t-1| - \frac{1}{4(\gamma-1)}\frac{1}{(t+1)} - \frac{\gamma+1}{8(\gamma-1)^2} L\,|t+1| + \frac{(\gamma-1)^2}{8(\gamma+1)^3} L\,|t+\gamma|\right]_{t_\theta}^{t_o}\right]_{\Delta R/(R-Z)}^{e/(R-Z)}$$

$$d\rho''/dt = \frac{2\Pi K}{R-Z}(4m^2)\left[\frac{1}{\alpha-m}\left[\frac{1}{\gamma+1}\frac{1}{(t+1)^2} - \frac{\gamma}{2(\gamma+1)^2}\frac{1}{t+1} - \frac{(\gamma-1)^2}{8(\gamma+1)^3} L\,|t+1| - \frac{1}{4(\gamma-1)}\frac{1}{t-1} + \frac{+1}{8(\gamma-1)^2} L\,|t-1| - \frac{(\gamma-1)^2}{8(\gamma+1)^3} L\,|t-\gamma|\right]_{t_\theta}^{t_o}\right]_{\Delta R/(R-Z)}^{e/(R-Z)}$$

$u = 3$

$$d\rho'/dt = \frac{2\Pi K}{(R-Z)^2}\left(\frac{4m^2}{2}\right)\left[\frac{(-1)}{(\alpha-m)^2}\left[-\frac{1}{2}\frac{\frac{1}{(\gamma+1)^2}}{(t-1)^2} - \frac{1}{2}\frac{\frac{3\gamma-1}{(\gamma+1)^3}}{t-1} + \frac{3}{4}\frac{(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^4} L\,|t-1| + \frac{1}{4(\gamma-1)^2} L\,|t+1| + \frac{\gamma\frac{(\gamma^2+1)}{(\gamma-1)(\gamma+1)^3}}{t+\gamma} - \frac{(\gamma^4-2\gamma^3+6\gamma^2-2\gamma+1)}{(\gamma+1)^4(\gamma-1)^2} L\,|t+\gamma|\right]_{t_\theta}^{t_o}\right]_{\Delta R/(R-Z)}^{e/(R-Z)}$$

$$d\rho''/dt = \frac{2\Pi K}{(R-Z)^2}\left(\frac{4m^2}{2}\right)\left[\frac{1}{(\alpha-m)^2}\left[\frac{1}{2}\frac{\frac{1}{(\gamma+1)^2}}{(t+1)^2} - \frac{1}{2}\frac{\frac{3\gamma-1}{(\gamma+1)^3}}{t+1} - \frac{3}{4}\frac{(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^4} L\,|t+1| - \frac{1}{4(\gamma-1)^2} L\,|t-1| + \frac{\gamma\frac{(\gamma^2+1)}{(\gamma-1)(\gamma+1)^3}}{t-\gamma} + \frac{(\gamma^4-2\gamma^3+6\gamma^2-2\gamma+1)}{(\gamma+1)^4(\gamma-1)^2} L\,|t-\gamma|\right]_{t_\theta}^{t_o}\right]_{\Delta R/(R-Z)}^{e/(R-Z)}$$

Tableau IV (*suite*)

$u = 4$

$$\frac{d\rho'}{dt} = \frac{2\Pi K}{(R-Z)^3}\,\frac{4m^2}{3}\left[\frac{-1}{(\alpha-m)^3}\left[\frac{\frac{-1}{(\gamma+1)^3}}{(t-1)^2} - \frac{\frac{2(2\gamma-1)}{(\gamma+1)^4}}{t-1} + \frac{3(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^5}\,L\,|t-1| - \frac{\frac{\gamma(\gamma^2+1)}{2(\gamma+1)^3}}{(t+\gamma)^2} + \frac{\frac{3\gamma^2-2\gamma+1}{(\gamma+1)^4}}{t+\gamma} - \frac{3(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^5}\,L\,|t+\gamma|\right]_{t_\theta}^{t_o}\right]_{\Delta R/(R-Z)}^{e/(R-Z)}$$

$$\frac{d\rho'}{dt} = \frac{2\Pi K}{(R-Z)^3}\,\frac{4m^2}{3}\left[\frac{1}{(\alpha-m)^3}\left[\frac{\frac{1}{(\gamma+1)^3}}{(t+1)^2} - \frac{\frac{2(2\gamma-1)}{(\gamma+1)^4}}{t+1} - \frac{3(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^5}\,L\,|t+1| + \frac{\frac{\gamma(\gamma^2+1)}{2(\gamma+1)^3}}{(t-\gamma)^2} + \frac{\frac{3\gamma^2-2\gamma+1}{(\gamma+1)^4}}{t-\gamma} + \frac{3(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^5}\,L\,|t-\gamma|\right]_{t_\theta}^{t_o}\right]_{\Delta R/(R-Z}^{e/(R-Z)}$$

D'une manière générale, on trouve les formes suivantes à intégrer :

$$\frac{d\rho'}{dt} = \frac{2\Pi K\,(4m^2)}{(R-Z)^{u-1}(u-1)(\alpha-m)^{u-1}}\int\frac{t(1+t^2)\,dt}{(1-t)^3(1+t)^{4-u}(t+\gamma)^{u-1}}$$

avec :

$$t = \operatorname{tg}\frac{1}{2}\operatorname{arc\,tg}\frac{\cos\Theta}{m} \qquad m = \sqrt{\left(\frac{R}{(R-Z)}\right)^2 - 1} \qquad \alpha = \frac{e}{R-Z}\ ,\ \frac{\Delta R}{R-Z}$$

$$t_o = \operatorname{tg}\frac{1}{2}\operatorname{arc\,tg}\frac{1}{m} \qquad \gamma = \frac{\alpha+m}{\alpha-m}$$

Cas du solide hémisphérique

Le taux de production de traces dans le solide hémisphérique s'obtient sans difficulté à partir des taux de production de traces calculés dans les deux cas précédents.

On peut choisir d'étudier la variation de ce taux de production le long du rayon perpendiculaire au plan de section. Trois composantes interviennent : deux composantes d'irradiation, avant et arrière, correspondant à l'éclairage de la partie sphérique du solide, et une composante d'irradiation correspondant à l'éclairage de la partie plane du solide.

$$d\rho_o/dt = d\rho_o'/dt + d\rho_o''/dt + d\rho'''_o/dt$$

L'expression de $d\rho_o'/dt$ sera donnée par l'équation (8b), tandis que celle de $d\rho_o'''/dt$ correspondra à celle de l'équation (7b) avec un angle solide d'irradiation de :

$$2\Pi(1-\varepsilon/\sqrt{1+\varepsilon^2}) \quad \text{si } \varepsilon \neq (R-Z)/R$$

Quant à $d\rho_o''/dt$, son expression sera donnée par :

$$d\rho_o''/dt = \frac{2\Pi(\Delta R-e)\,K}{(1+\varepsilon^2)\left[R(1-\varepsilon^2)(1+\varepsilon^2)^{1/2}\right]^u}\left\{\frac{\varepsilon^2}{2} - \frac{u\varepsilon^4}{3} + \frac{u(u-2)\varepsilon^6}{8}\ldots\right\}$$

On se limitera pratiquement aux premiers termes de ces développements si bien que l'expression du taux de formation des traces deviendra :

$$d\rho_o'/dt = \left[\frac{2\Pi\, K(\Delta R-e)}{(1+\varepsilon^2)\left[R(1-\varepsilon^2)(1+\varepsilon^2)^{1/2}\right]^u} \left\{ \frac{1}{2} + \frac{u\varepsilon}{3} + \left(\frac{1}{2} + \frac{u^2}{8}\right)\varepsilon^2 + \frac{u(u^2+14)}{30}\varepsilon^3 + \frac{u(u^3+32u-36)}{144}\varepsilon^4 \right\} + \frac{2\Pi\, L(\Delta R-e)}{(1+\varepsilon^2)\left[R(1-\varepsilon^2)(1+\varepsilon^2)^{1/2}\right]^v} \left\{ \frac{\varepsilon^2}{2} - \frac{v}{3}\varepsilon^4 \right\} + \frac{2\Pi\, M(\Delta R-e)}{(w+2)\left[R\varepsilon\right]^w} \left\{ 1 - \frac{\varepsilon^{w+2}}{(1+\varepsilon^2)^{\frac{w}{2}+1}} \right\} \right] \quad (9)$$

TABLEAU V

$$d\rho_o'/dt = d\rho_o'/dt + d\rho_o''/dt \quad ; \quad m = \sqrt{\left(\frac{R}{R-Z}\right)^2 - 1}$$

$d\rho_o''/dt$ s'obtient à partir de $d\rho_o'/dt$ en remplaçant x par −x

$u = -1 \quad d\rho_o'/dt = 2\Pi K\,(\Delta R-e)\,(R-Z) \left[\frac{(x^2+m^2)^{3/2} - x^3}{3} \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 0 \quad d\rho_o'/dt = 2\Pi K\,(\Delta R-e) \left[\frac{x^2}{2} \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 1 \quad d\rho_o'/dt = \frac{2\Pi K(\Delta R-e)}{(R-Z)m^2} \left[\frac{(x^2+m^2)^{3/2} + x^3}{3} \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 2 \quad d\rho_o'/dt = \frac{2\Pi K(\Delta R-e)}{(R-Z)^2 m^4} \left[\frac{x^4}{2} + \frac{m^2x^2}{2} + \frac{x}{2}(x^2+m^2)^{3/2} - \frac{m^2}{4}x\,(x^2+m^2)^{1/2} - \frac{m^4}{4}L\left(x + (x^2+m^2)^{1/2}\right) \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 3 \quad d\rho_o'/dt = \frac{2\Pi K(\Delta R-e)}{(R-Z)^3 m^6} \left[-\frac{(x^2+m^2)^{5/2}}{5} + x^2(x^2+m^2)^{3/2} + \frac{4}{3}x^5 + m^2x^3 \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 4 \quad d\rho_o'/dt = \frac{2\Pi K(\Delta R-e)}{(R-Z)^4 m^8} \left[\frac{(x^2+m^2)^3}{6} + \frac{7x^6}{6} + \frac{3m^2x^4}{2} + \frac{4}{3}x^3(x^2+m^2)^{3/2} \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 5 \quad d\rho_o'/dt = \frac{2\,\Pi K\,(\Delta R-e)}{(R-Z)^5 m^{10}} \left[-\frac{(x^2+m^2)^{7/2}}{21} + \frac{2}{3}x^2(x^2+m^2)^{5/2} + \frac{5}{3}x^4(x^2+m^2)^{3/2} + \frac{16}{7}x^7 + 4m^2x^5 + \frac{5}{3}m^4x^3 \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 6 \quad d\rho_o'/dt = \frac{2\,\Pi K\,(\Delta R-e)}{(R-Z)^6 m^{12}} \left[\frac{(x^2+m^2)^4}{8} + \frac{15}{4}x^4(x^2+m^2)^2 + \frac{x^8}{8} + 2x^3(x^2+m^2)^{5/2} + 2x^5(x^2+m^2)^{3/2} \right]_{\cos\theta}^{1}$

$u = 7 \quad d\rho_o'/dt = \frac{2\,\Pi K\,(\Delta R-e)}{(R-Z)^7 m^{14}} \left[-\frac{(x^2+m^2)^{9/2}}{45} + \frac{3}{5}x^2(x^2+m^2)^{7/2} + \frac{21}{5}x^4(x^2+m^2)^{5/2} + \frac{7}{3}x^6(x^2+m^2)^{3/2} + \frac{64}{9}x^9 + 16\,m^2x^7 + \frac{56}{5}m^4x^5 + \frac{7}{3}m^6x^3 \right]_{\cos\theta}^{1}$

Conditions d'application

Rappelons que les formules précédentes ont été établies en supposant que les particules enregistrables dans les solides considérés présentaient un spectre de parcours répondant à une simple loi en puissance : $\Phi(R) = KR^{-u}$

Ajoutons que les développements limités (7b, 8b, 9) ont été établis pour des valeurs entières de u : on vérifie qu'ils s'appliquent dans le cas où u n'est pas entier.

Par contre, il est très important de noter *qu'ils cessent d'être valides* lorsque la distance du plan de révélation à la surface d'exposition la plus proche est égale ou inférieure au parcours révélable total ($Z < \Delta R$), et qu'il faut nécessairement, dans ce cas, recourir au calcul exact.

Nous allons voir comment, dans la pratique, on peut utiliser ces formules en tenant compte du spectre d'énergie des particules enregistrables, des relations parcours/énergie de ces particules dans le solide considéré, ainsi que de l'absorption et de la fragmentation de ces particules par interactions nucléaires.

L'effet des phénomènes d'érosion et d'accrétion sera également considéré.

a — *Spectre d'énergie*

L'analyse qui vient d'être présentée fait intervenir le spectre de parcours des particules enregistrables, $dN/dR = \Phi(R)$

Comme nous l'avons vu, ce spectre de parcours peut être calculé à partir du spectre différentiel d'énergie cinétique et des relations parcours/énergie : il diffère généralement d'une fonction puissance.

On se ramène cependant à ce cas simple avec l'approximation suivante : on adopte dans les calculs le spectre en loi de puissance le plus voisin du spectre de parcours réel au point de parcours Z, Z étant la distance de la surface de révélation du détecteur à la surface d'exposition la plus proche. Cette procédure n'est, bien entendu, légitime que lorsque l'indice u est positif.

Considérons, à présent, deux exemples : dans le premier, la distribution des particules répondra à une loi exponentielle en rigidité, dans le second, à une loi en énergie totale. Soit à calculer le spectre différentiel en énergie cinétique correspondant.

La « rigidité » étant la quantité de mouvement par unité de charge, il est quelquefois avantageux de représenter la distribution des particules par une loi exponentielle du type :

$$\frac{dN}{dR} = C \exp - \frac{R}{R_0}$$

où R_0 est un paramètre caractéristique déterminant la forme de la distribution, et C un paramètre d'intensité de flux.

La rigidité s'exprime simplement en fonction de l'énergie cinétique pour une particule de masse atomique A et de charge Z, E_0 étant la masse au repos du proton :

$$R = (A/Z)\, E_0 \sqrt{\frac{E}{E_0}\left(\frac{E}{E_0} + 2\right)}$$

Il en résulte qu'un spectre différentiel en énergie se calcule aisément à partir d'un spectre différentiel en rigidité :

$$dN/dE = (A/Z)^2 \left(\frac{E_0 + E}{R}\right)(dN/dR)$$

Lorsque $E << E_0$, dans le cas des particules solaires de faible énergie :

$$dN/dE \sim (A/Z)^2 (E_0/R) (dN/dR)$$

A une rigidité donnée R, la distribution des particules est assimilable à une distribution en puissance de l'énergie cinétique :

$$dN/dE \sim aE^{-\gamma}$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} a = C\,(A/Z)^2\,(E_0/R)\left[\exp\,(-R/R_0)\right]\left[\frac{1}{2}\left(\frac{Z}{A}\right)^2 \frac{R^2}{E_0}\right]^{\gamma} \\ \gamma = \frac{1}{2}\left(1 + \frac{R}{R_0}\right) \end{cases}$$

Ces formules sont valables pour un système cohérent d'unités, le G V/c en rigidité correspondant au G eV/n en énergie cinétique.

Lorsque, par contre, on choisira d'exprimer la distribution des particules en énergie totale (énergie cinétique + masse au repos) par nucléon : $dN/dW = DW^{-s}$, on observera que cette distribution, à une énergie totale W donnée, est assimilable à une distribution en puissance de l'énergie cinétique :

$$dN/dE \sim aE^{-\gamma}$$

$$\text{avec} \quad \begin{cases} a = (DW^{-s})\,(W - E_0)^{\gamma} \\ \gamma = s\left(1 - \frac{E_0}{W}\right) \end{cases}$$

Par ailleurs, la fonction parcours-énergie étant connue, il est toujours possible de calculer des paramètres B et n tels que, pour un parcours donné Z, la relation $R = BE^n$ soit satisfaite.

b — *Absorption — Fragmentation*

On a supposé implicitement jusqu'ici dans le calcul du spectre des parcours enregistrables $dN/dR = \Phi(R)$ que ces particules n'interagissaient qu'avec les électrons du solide, subissant ainsi une progressive décélération.

En fait, il faut tenir compte d'un autre phénomène physique très important : celui des interactions nucléaires. Les particules qui subissent ces interactions se fragmentent, une fraction seulement gardant une charge suffisante pour être susceptible de créer une trace. Le problème n'est pas différent de celui de la cascade nucléonique.

Soit une population N′ de particules présentant un libre parcours moyen d'interaction λ′. Si l'on appelle F_0 la probabilité pour que les particules fassent, au terme de cette interaction, encore partie du groupe initial, on peut écrire pour les primaires : $dN'/dx = -N'/\lambda'$; pour les secondaires : $dN''/dx = -N''/\lambda'' + F_0N'/\lambda'$; pour les tertiaires : $dN'''/dx = -N'''/\lambda''' + F_1N''/\lambda''$; et ainsi de suite...

La résolution du système est particulièrement simple lorsqu'on n'entre pas dans le détail des interactions et que l'on considère que le libre parcours moyen d'interaction est indépendant de l'énergie (hypothèse qui peut être valablement critiquée).

Dans le cas qui nous occupe, on suppose, en outre, que le libre parcours moyen d'interac-

tion est le même pour les primaires et les secondaires et que les interactions nucléaires ne modifient pas la trajectoire initiale des particules qui y participent, ni leur distribution d'énergie.

Le flux de particules N' qui a traversé une quantité de matière x est ainsi donné en fonction du flux initial N_0 par :

$$N' = N'_0 \left(e^{-x/\lambda}\right)\left(1 + \frac{F_0 x}{\lambda} + \frac{F_0 F_1}{2\,1}\,\frac{x^2}{\lambda^2} \ldots\right)$$

Le spectre des parcours prendra donc la forme suivante, si l'on se limite aux secondaires de première génération :

$$dN/dR = \Phi(R) = KR^{-u}\, e^{-R/\lambda}\,(1 + F_0 R/\lambda)$$
$$\Phi\,(R) = K'R^{-u'} + K''R^{-u''}$$

On voit donc que le calcul des secondaires se fera séparément de celui des primaires, ce qui permettra de tenir compte éventuellement de la dégradation du spectre en charge des particules enregistrables.

A une profondeur donnée, Z, on fera usage des équivalences suivantes :

$$\begin{aligned} u' &= u + Z/\lambda \\ u'' &= u' - 1 \\ K' &= (Z/e)^{Z/\lambda} K \\ K'' &= F_0 K'/\lambda \end{aligned} \qquad (10)$$

e étant la base des logarithmes népériens.

c — *Érosion — Accrétion*

L'effet de l'érosion sur les taux de production de traces a été traité pour la première fois par Price *et al.* (1967).

On doit à Fleischer *et al.* (1971) d'avoir, dans le cadre d'une étude de la composante lourde du rayonnement cosmique solaire, souligné que l'analyse de la pente du profil de densités de traces d'ions VH solaires permet d'obtenir des informations précises sur ce phénomène.

Le problème est particulièrement simple dans le cas d'une érosion à taux constant ε.

Soit f(Z) le taux de production à la profondeur Z. La densité de traces, à la profondeur d'observation Z après un temps T d'observation, sera donnée par :

$$\rho = \int_0^T f\left(Z + \varepsilon(T-t)\right)dt$$

Si le taux de production de traces répond à une simple loi en puissance : $f(Z) \propto Z^{-u}$ on voit que :

$$\rho = \left[\frac{d\rho}{dt}(Z)\right]\frac{Z}{(u-1)\varepsilon}\left(1 - (1 + \varepsilon T/Z)^{-u+1}\right)$$

Les densités de traces présenteront donc une valeur limite

$$\rho = \left(\frac{d\rho}{dt_0}(Z)\right)\left(Z/(u-1)\varepsilon\right)$$

qui ne dépendra que du rapport de l'intensité de flux de particules enregistrables et du taux d'érosion.

La zone du profil de densité de traces la plus affectée aura une profondeur de l'ordre de : $Z = \varepsilon T$.

On vérifie que le phénomène d'accrétion à taux constant conduit aux mêmes modifications du profil de densités de traces que le phénomène d'érosion. La densité de traces, à une profondeur d'observation donnée, ne dépasse pas une valeur limite qui ne dépend que de l'intensité du flux de particules enregistrables et du taux d'accrétion.

II. DÉTERMINATION DU SPECTRE D'ÉNERGIE DES IONS VH

Le paragraphe précédent a montré que la densité de traces nucléaires observable sur un plan de section d'un détecteur minéral situé à une profondeur Z dans un solide exposé aux rayonnements corpusculaires est sous la dépendance d'un certain nombre de paramètres :

1. Les paramètres d'environnement, tout d'abord, que, dans le cadre de cette étude, nous sommes intéressés à déterminer : spectre d'énergie des particules enregistrées sous forme de traces, dN/dE ; durée d'exposition, t ; conditions géométriques d'exposition, Ω ; taux d'érosion, ε : taux d'ablation ou attrition ; autres contraintes physiques, thermiques (T), mécaniques, etc.

2. Caractéristiques du détecteur : seuil d'enregistrement, Z_c ; parcours révélable total, ΔR ; longueur minimum décelable, e ; parcours résiduel, $\Delta R'$.

Ces caractéristiques, rappelons-le, ne sont définies que dans des conditions de révélation et d'observation bien précises. Pour un groupe de particules enregistrables de charges différentes obéissant sensiblement à la même loi de parcours/énergie, on fera usage, en fait, de paramètres $\overline{\Delta R}$ et $\overline{\Delta R'}$ qui sont des moyennes pondérées sur le spectre de ces particules

$$\overline{\Delta R} = \Sigma_i \, A_i \, \Delta R_i$$

si A_i et ΔR_i représentent l'abondance et le parcours révélable total de l'élément de charge i.

3. Les paramètres d'interaction enfin se traduisant par :

— les relations parcours/énergie, pour les interactions essentiellement électroniques, $R = g(E)$

— les paramètres d'interaction λ, et de fragmentation F_0, pour les interactions nucléaires.

La détermination de l'un des paramètres d'environnement suppose connus avec une bonne précision non seulement les caractéristiques du détecteur à traces utilisé, mais encore les paramètres d'interaction et aussi, surtout, tous les paramètres d'environnement autres que celui qui est étudié.

Il ne faut pas sousestimer les difficultés que présente la détermination du parcours révélable total dans le cas des traces *fossiles*, mais il semble que ce paramètre, défini *dans des conditions de révélation et d'observation données*, soit accessible par l'analyse des distributions de longueurs de traces (voir Walker et Yuhas, 1973).

En ce qui concerne les paramètres d'interaction, soulignons que le libre parcours moyen d'absorption n'est connu qu'à 15 % près, le paramètre de fragmentation à 25 % près, sans faire mention du fait que la dépendance de ces paramètres avec l'énergie n'est pas prise en compte.

Par ailleurs, il faut tenir compte des incertitudes sur les relations parcours-énergie. Notons, cependant, que les paramètres d'interaction relatifs aux traces nucléaires sont, en ce qui concerne les matériaux extra-terrestres, remarquablement peu sensibles aux différences de composition chimique. Ce n'est évidemment pas le cas des produits de spallation.

Le problème majeur, dans le cas spécifique de la détermination du spectre d'énergie des particules enregistrables, réside dans l'évaluation des autres paramètres d'environnement. Il faut notamment connaître, de façon indépendante, la durée d'exposition et faire des hypothèses sur le taux d'érosion. Si l'ablation subie par les météorites lors de l'entrée dans l'atmosphère, ou l'attrition subie par les échantillons lunaires du fait des manipulations dont ils sont l'objet, ne posent pas — dans la mesure où il est possible de leur assigner des limites précises — de trop sérieux problèmes, il n'en est pas toujours de même en ce qui concerne les conditions géométriques d'irradiation.

Il est ainsi souvent préférable, dans le cas des échantillons lunaires, de chercher à obtenir des informations sur l'histoire d'irradiation de la cible plutôt que sur les caractéristiques du faisceau.

En schématisant, la détermination du spectre d'énergie des ions lourds des rayonnements particulaires va s'effectuer à partir de l'étude de la variation de densités de traces avec la profondeur dans un objet dont les conditions d'irradiation sont connues.

Les mesures fourniront donc deux données : $\rho(Z)$ et $d\rho(Z)/dZ$. Le spectre d'énergie pouvant être caractérisé par deux inconnues, le taux d'érosion par une autre, on voit que, dans le cas le plus simple, le problème n'a pas de solution unique.

L'étude des traces dans les météorites de Saint-Séverin et de Keyes fournit des éléments de réponse, en ce qui concerne le rayonnement cosmique galactique, qui sont en accord avec les observations faites dans le matériau lunaire. Le spectre d'énergie du rayonnement cosmique solaire fera l'objet d'une étude parallèle dans le matériau météoritique et lunaire.

Rayonnement cosmique galactique

a — *Chondrite de Saint-Séverin*

La météorite de Saint-Séverin est une chondrite, tombée en Charentes en 1966, qui appartient au type LL6 de la classification de Van Schmus et Wood (1967).

Cette météorite a fait l'objet d'une étude approfondie, tant au point de vue des traces nucléaires (Cantelaube *et al.*, 1967 ; Cantelaube et Pellas, 1968 ; Cantelaube *et al.*, 1969 ; Lal *et al.*, 1969 *b* ; Amin *et al.*, 1969) que des autres effets d'irradiation :

— Gaz rares légers de spallation (Schultz *et al.*, 1973 ; Funkhouser *et al.*, 1967 ; Marti *et al.*, 1969 ; Müller et Zähringer, 1969 ; Zähringer, 1968),

— Radionucléïdes (Begemann *et al.*, 1969 ; Amin *et al.*, 1969 ; Bibron *et al.*, 1973),

— Thermoluminescence (Mary, 1969 ; Lalou *et al.*, 1970).

Dans le but de déterminer le spectre d'énergie des ions VH du rayonnement cosmique, les densités de traces ont été mesurées dans deux détecteurs minéraux, orthopyroxène et oligoclase, le long de quatre carottes, forées dans les fragments A et B de la météorite.

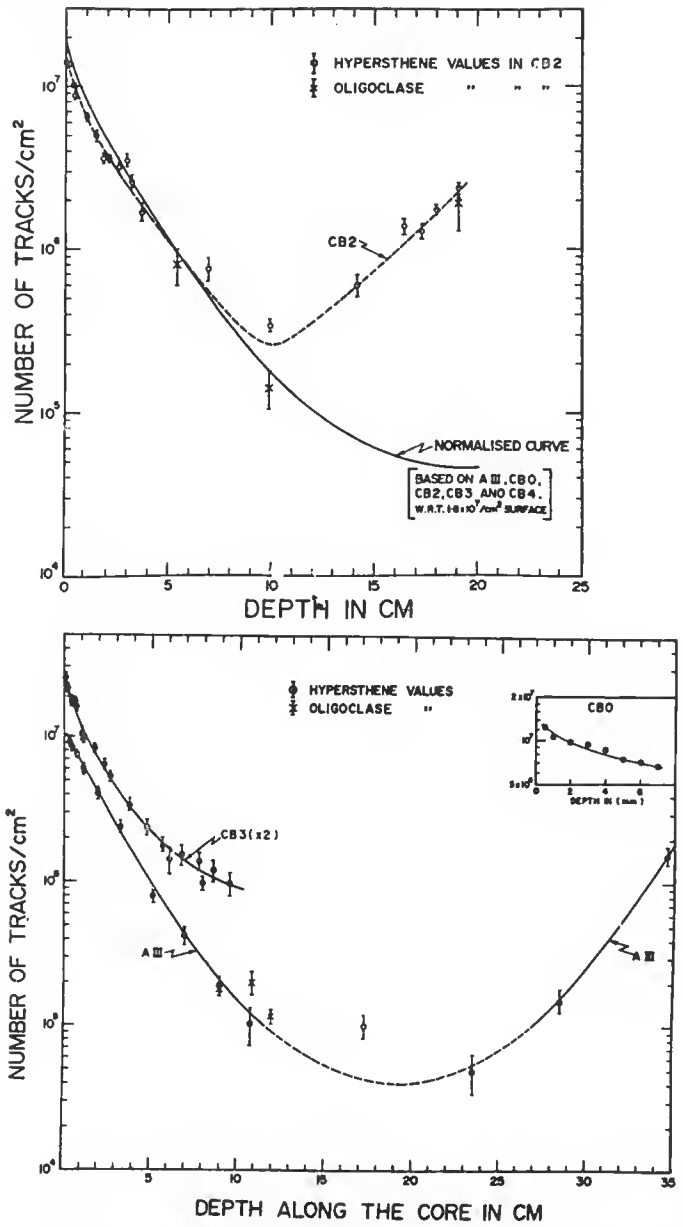

Fig. 4. — Variations des densités de traces dans Saint-Séverin le long des carottes CB0, CB2, CB3, A III. (D'après Lal *et al.*, 1969 *b*.)

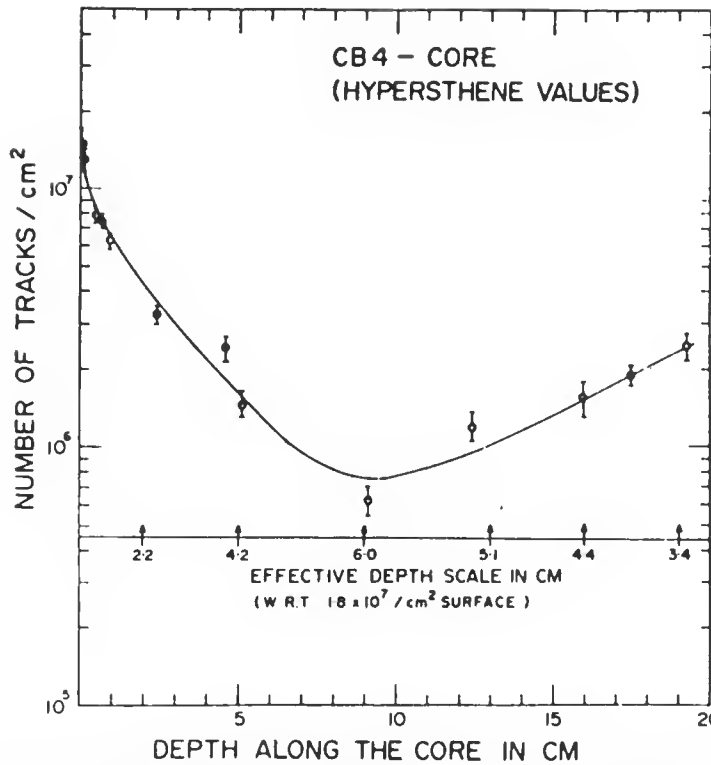

Fig. 5. — Variation des densités de traces dans Saint-Séverin, le long de la carotte CB4. (D'après Amin *et al.*, 1969.)

Les détails relatifs à la géométrie des prélèvements ainsi que ceux ayant trait aux conditions de révélation des traces ont été donnés par Lal *et al.* (1969 *b*). Les résultats expérimentaux apparaissent dans les figures 4 et 5 ainsi que dans les tableaux VI et VII pour les carottes CB 2 et CB 3.

Les valeurs de densités de traces sont des moyennes portant sur un certain nombre de cristaux dont l'orientation est quelconque par rapport à la météorite.

De manière à réduire la dispersion des valeurs expérimentales, nous avons procédé à quelques mesures sur les détecteurs d'orientation connue ($\beta = 0$) choisis le long de la carotte A III qui est pratiquement radiale. Dans cette étude, les détecteurs choisis étaient l'orthopyroxène et l'olivine, révélés : le premier, dans une solution de 6g de NaOH pour 5cc d'eau pendant 75 minutes dans les conditions décrites par Lal *et al.* (1968), le second, dans la solution WN de Krishnaswami *et al.* (1971) pendant 60 minutes.

Les résultats obtenus par cette étude sont illustrés par la figure 6 et reportés dans le tableau VIII.

Les traces mesurées dans les détecteurs considérés sont dues aux ions du groupe du fer du rayonnement cosmique galactique. Il ne semble pas qu'il puisse y avoir d'interférences avec d'autres sources de traces.

Tableau VI

SAINT SEVERIN carotte CB 2

Profondeur (mm)	Nb Traces	Densité ($10^6/cm^2$)
0.25 - 1.0	1242	14.0
1.0 - 3.0	891	13.7
3.5 - 4.0	761	10.0
4.0 - 5.4	841	8.6
6.4 - 8.4	1021	9.3
10 - 10.7	493	6.4
13.8 - 15.3	223	5.0
17.7 - 18.6	613	3.6
20 - 21	384	3.6
25.3 - 26.4	189	3.2
28.9 - 30.2	167	3.5
30.3 - 33.0	178	2.6
36 - 37.2	39	1.7
53.5 - 54.8	91	1.7
69 - 70.2	66	0.8
99 - 100	57	0.3
141 - 142	62	0.6
163.9 - 165	113	1.4
172.8 - 173.8	88	1.3
179.3 - 182	233	1.8
190 - 193	172	2.4

Tableau VII

SAINT SEVERIN Carotte CB 3

Profondeur (mm)	Nb Traces	Densité ($10^6/cm^2$)
0.25	116	15.2
1.8	141	12.1
3.2	45	11.7
4.0	151	10.8
6.1	213	9.1
9.9	105	6.4
10.7	251	6.0
17.1	224	5.1
22.5	73	4.0
24.8	130	3.3
37.1	190	2.1
47.5	98	1.60
56.2	47	1.1
60.1	69	1.5
67.2	37	1
76.6	44	0.9
78.9	101	0.6
84.9	38	0.8
95.0	32	0.6
106	37	0.2

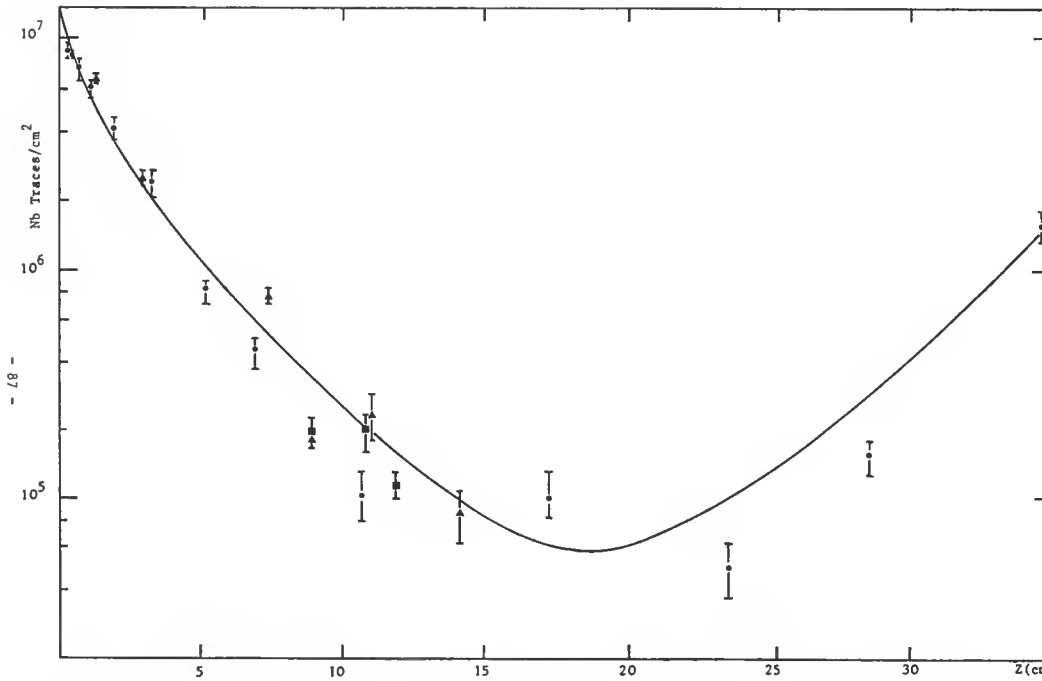

FIG. 6. — Variation des densités de traces dans Saint-Séverin le long de la carotte A III. Courbe calculée avec spectre en énergie $dN/dE = 1.5W^{-2.2}$ Fc/m² s sr GeV/n.

TABLEAU VIII

ST - SEVERIN Carotte A III - Condition $\beta = 0$

N° d'échantillon	Profondeur (cm)	Nb traces OPX	P (OPX)	Nb traces OL	P (OL)	P (OPX)/P(OL)
5	1.21 - 1.4	519	$6.9 \pm 0.3 \times 10^6$	947	$3.8 \pm 0.1 \times 10^6$	1.8 ± 0.1
11	2.9 - 3.05	274	$2.5 \pm 0.2 \times 10^6$	399	$1.3 \pm 0.1 \times 10^6$	1.9 ± 0.3
23 a	7.35 - 7.5	166	$7.6 \pm 0.6 \times 10^5$	127	$4.4 \pm 0.4 \times 10^5$	1.8 ± 0.3
23 e	10.95 - 11.065	18	$2.3 \pm 0.5 \times 10^5$	24	$1.7 \pm 0.4 \times 10^5$	1.5 ± 0.6
23 h	14.2	15	$8.5 \pm 2.2 \times 10^4$	46	$5.5 \pm 0.6 \times 10^4$	1.6 ± 0.6

Une limite supérieure peut, en effet, être mise à la densité de traces dues à la fission spontanée de ^{238}U et ^{244}Pu dans les phases minérales considérées. Cette contribution ne peut être effectivement supérieure à 10^4 t/cm², valeur mesurée dans l'orthopyroxène de la chondrite de type H Allegan (Pellas, *comm. pers.*, 1974), objet qui présente un âge à l'argon comparable à celui de Saint-Séverin. Elle est même probablement très inférieure à cette valeur si l'on remarque que la densité de traces dans l'orthopyroxène du fer de Toluca (Fleischer *et al.*, 1968), d'âge également élevé, est de 1 à 2 $\times$ 10^3 t/cm².

Le raisonnement par analogie suppose que tous ces objets ont la même histoire thermique. Les différences qui pourraient exister dans l'histoire thermique de Saint-Séverin et Allegan (Pellas et Störzer, 1975), ne semblent cependant pas de nature à modifier ces conclusions. Notons, au passage, que la densité de traces de fission que l'on peut attendre après 4,6 $\times$ 10^9 ans d'une concentration en uranium de 11 $\times$ 10^{-9}g/g, est de l'ordre de 5 $\times$ 10^4 t/cm².

La concentration en uranium des phases sur lesquelles nous travaillons est apparemment très inférieure à 11 $\times$ 10^{-9} g/g, ce qui, du reste, n'est pas contradictoire avec le fait que l'essentiel de l'uranium soit présent dans la matrice des chondrites (Crozaz, 1974), sans doute dans la fraction fine de cette matrice et les inclusions des minéraux.

Les dommages révélables, produits par interaction de la composante nucléaire active (protons et α) du rayonnement cosmique galactique avec les éléments constituants du détecteur, pourraient constituer une source de traces parasites. Ces traces d'interaction nucléaire ont été produites en accélérateur avec des particules de 3 Gev (Maurette et Walker, 1964 ; Fleischer *et al.*, 1967 *a*) et des particules de quelques dizaines de Mev, (Horn et Von Oertzen, 1967 ; Crozaz *et al.*, 1969), et ont été signalées dans certains échantillons lunaires (Fleischer *et al.*, 1970).

Ces traces sont cependant nettement distinctes des traces d'ions lourds du rayonnement cosmique dans les détecteurs que nous utilisons (Fleischer *et al.*, 1967 *a* ; Crozaz *et al.*, 1969 ; Fleischer *et al.*, 1970), et leur mise en évidence requiert des modes de révélation spécifiques et l'observation en contraste de phase ou en microscopie électronique à balayage. Elles n'apparaissent pas dans les conditions de révélation et d'observation qui sont utilisées ici.

Par ailleurs, la contribution des traces dues à la fission induite de l'uranium au cours du temps d'exposition de la météorite est ici négligeable (Fleischer *et al.*, 1967).

La détermination du spectre d'énergie des ions VH pourra donc s'effectuer à partir de l'analyse du profil de densités de traces mesuré le long de la carotte A 111. Nous prendrons en considération la forme préatmosphérique probable de la météorite (Cantelaube *et al.*, 1969), et adopterons en conséquence un modèle hémisphérique, donné par l'équation (9).

Les caractéristiques du détecteur qui interviennent directement dans le calcul sont le parcours révélable total et la longueur minimum décelable. Ce parcours révélable total a été choisi égal à 10 µm, eu égard aux distributions de longueurs de traces qui ont été effectuées sur les échantillons mêmes ayant servi aux mesures de densités de Lal *et al.* (1969 *b*) sans recourir à des attaques chimiques complémentaires. Ainsi, dans les cristaux d'orthopyroxène de la carotte CB 3 :

Profondeur (mm)	Nb traces	Densité (10^6t/cm^2)	L max (μm)
1 — 2	90	11.8	8
	100	3.5	8.5
22.5	64	3.2	8.5
	79	2.5	7

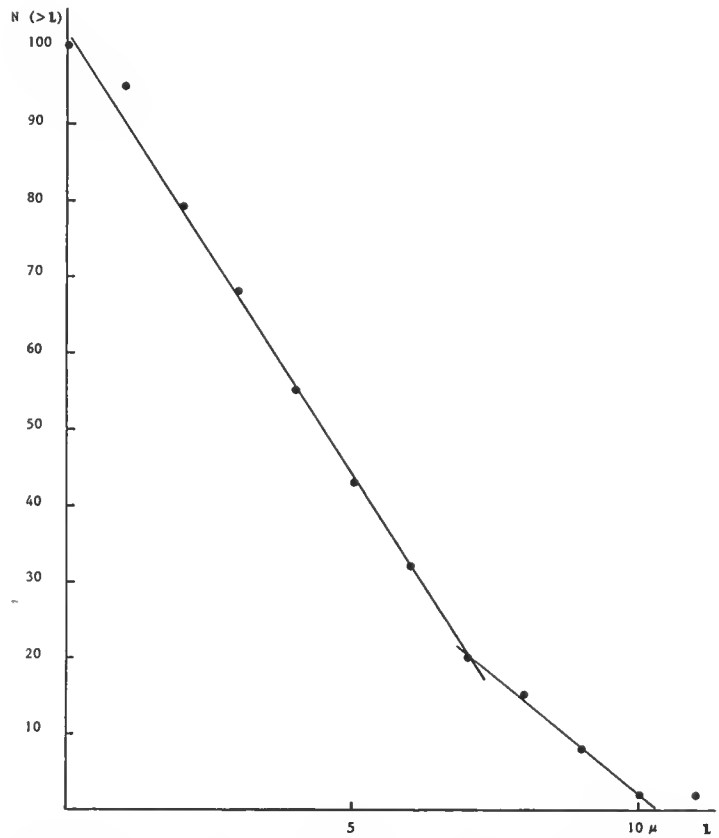

Fig. 7. — Distribution de longueurs de traces observées sur un plan de section d'un cristal d'orthoenstatite de Pesyanoe. Densité de traces : 1.2 ± 0.1 × 10^6/cm^2 — Révélation : NaOH 6g, eau 5cc, 70 minutes.

Quant à la distribution de longueurs dans les cristaux d'orthopyroxène d'orientation connue, elle culmine à 10 μm et ne diffère pas sensiblement de celle que l'on observe dans des cristaux d'orthoenstatite sans composante d'irradiation solaire, de la météorite de Staroë Pesyanoë (fig. 7).

Notons que la valeur choisie pour ΔR diffère nettement de celle adoptée par LAL *et al.* (1969 *b*), 5.8 μ à partir de mesures faites sur la mésosidérite de Patwar.

Les paramètres d'interaction qui ont été retenus sont les suivants :

— les relations parcours-énergie sont celles données par HENKE et BENTON (1966) ;

— le libre parcours moyen d'interaction pour les ions VH a été pris égal à 6 cm dans le matériau chondritique, suivant en ceci l'analyse de BHATTACHARYA *et al.* (1973 *b*) ;

— le paramètre de fragmentation a été pris égal à 0.25, valeur déduite de mesures dans les émulsions nucléaires par WADDINGTON (1960) et dans le celluloïd par DANIEL et DURGAPRASAD (1962). Cette valeur diffère sensiblement de la valeur de 0.15 utilisée précédemment par LAL *et al.* (1969 *b*). Mention doit être faite, dans ce contexte, de la valeur assignée à ce paramètre par SHAPIRO et SILBERBERG (1970) aux hautes énergies.

Le temps d'exposition au rayonnement cosmique de la météorite de Saint-Séverin a été calculé à partir de la teneur en ^{21}Ne de spallation, normalisée aux conditions standard de blindage (LORIN, 1974), le taux de production adopté étant celui préconisé par BOGARD et CRESSY (1973). Le chiffre ainsi retenu est 11.3 millions d'années.

La valeur du taux d'érosion que nous avons adoptée est 5×10^{-8} cm/an, comme il résulte de l'analyse du phénomène d'érosion à laquelle nous avons procédé sur les échantillons lunaires.

En ce qui concerne l'ablation atmosphérique au niveau de l'extrémité de la carotte A III, du côté de la face II, elle ne peut être inférieure à 0,5 cm et c'est cette valeur minimum qui sera adoptée ici.

Les données expérimentales sont, comme il apparaît dans la figure 6, assez raisonnablement décrites par un spectre différentiel en énergie, de la forme :

$dN/dE = 1.5\ W^{-2.2}$ VH/m² s sr GeV/n ($0.15 < E < 1$ GeV/n).

L'indice spectral étant fixé, l'incertitude sur l'intensité de flux est évaluée à ± 55 % du fait de la dispersion des données expérimentales (30 %) et de l'incertitude sur les paramètres nucléaires (25 %).

Le spectre ainsi calculé est étonnamment voisin de l'évaluation du spectre d'énergie des ions du groupe du fer au voisinage de la terre faite par FLEISCHER *et al.* (1967) à partir des rares mesures disponibles à cette époque ($1.4\ W^{-2.2}$).

Notre évaluation serait, à première vue, en accord avec WALKER et YUHAS (1973) et non pas avec BHANDARI *et al.* (1971). Les premiers auteurs trouvent en effet un spectre de la forme :

$dN/dE \sim 2\ W^{-2.2}$ VH/m² s sr GeV/n ($E > 0.65$ GeV/n)

On trouvera dans le tableau IX certains éléments de calcul de la courbe théorique : on notera que la probabilité de révélation des secondaires a été choisie égale à la probabilité de révélation des primaires ($\Delta R = 10$ μm).

Il convient d'attirer l'attention sur le fait que le spectre différentiel des ions VH, qui vient d'être calculé, est purement descriptif. La forme analytique dans laquelle il est exprimé n'a été choisie que pour des raisons de commodité, et n'est strictement applicable que dans la gamme d'énergies considérée.

Précisons-le, nul modèle de spectre d'énergie dans le milieu interstellaire et de modulation solaire n'est impliqué par ce choix.

Le tableau IX montre que la contribution des secondaires à la densité totale de traces peut être importante, environ 45 % à 15 cm de profondeur dans un objet hémisphérique

TABLEAU IX

Profondeur par rapport à la face plane cm	Densité Primaires (cm^{-2})	Densité Secondaires (cm^{-2})	Densité Totale (cm^{-2})	Densité primaire/densité totale %
0.5	1.2×10^7	6×10^5	1.2×10^7	95
1	7.5×10^6	6.1×10^5	8.1×10^6	92
2	3.8×10^6	5.3×10^5	4.3×10^6	88
5	9.9×10^5	3.0×10^5	1.3×10^6	77
10	1.9×10^5	1×10^5	2.9×10^5	64
15	4.9×10^4	4.1×10^4	9×10^4	55
20	3×10^4	3×10^4	6×10^4	51
25	6.6×10^4	5.1×10^4	1.2×10^5	57
30	2.4×10^5	1.3×10^5	3.6×10^5	66
35	1.2×10^6	3.3×10^5	1.5×10^6	78

- Taux de production par million d'années de traces d'ions VH dans un solide hémisphérique de 40 cm de rayon à composition chondritique, calculé à partir de l'équation (9) avec un spectre :
$dN/dE = 1.5 \times W^{-2.2}$ VH/m^2 s ar GeV/n (W = énergie totale en GeV/n)
et les valeurs suivantes pour les différents paramètres :
$F_o = 0.25$; $\lambda = 6$cm ; $\Delta R' = \Delta R'' = 10^{-3}$ cm ; érosion = 5×10^{-8} cm/an ; $\beta = 0$

de 40 cm de rayon. On pourrait ainsi penser que le rapport des densités de traces dans deux phases minérales de seuil d'enregistrement différent fournit des indications intéressantes sur la position de l'échantillon dans le météoroïde.

Le tableau VIII montre que les variations du rapport des densités de traces dans l'olivine et l'orthopyroxène, entre 1 et 14 cm de profondeur dans la météorite de Saint-Séverin, ne sont pas discernables. Le fait, signalé par LORIN et POUPEAU (1973), a été également observé par PELLAS *et al.* (1973) dans la chondrite d'Allegan. En effet, la précision des mesures ne permet pas de suivre le phénomène de fragmentation à l'intérieur de la météorite, comme nous allons le vérifier.

Plaçons-nous dans le cas idéal où la probabilité de révélation serait la même pour les éléments du groupe du fer, et supposons, hypothèse d'école, que l'olivine n'enregistre que les ions de charge égale ou supérieure à 26, l'orthopyroxène que les ions de charge égale ou supérieure à 22.

Considérant le spectre en charge du rayonnement cosmique galactique à différentes énergies (WEBBER *et al.*, 1972), le rapport des densités de traces dans l'orthopyroxène et l'olivine devrait être : 1.6 à 1-2 cm et 1.6 + 0.7 = 2.3 à 15 cm, ce qui est, à une décimale près, compatible avec les valeurs mesurées de 1.8 ± 0.1 et 1.6 ± 0.6 à ces profondeurs.

Le modèle hémisphérique qui a été adopté dans le calcul précédent présente un rayon de 40 cm, correspondant donc à une masse préatmosphérique de 475 kg, donc supérieure

à celle évaluée par CANTELAUBE *et al.* (1969), environ 400 kg. Cette différence marque peut-être simplement les limites dans lesquelles notre approximation géométrique est permise : l'analyse reposant essentiellement sur la branche du profil de densités de traces, correspondant à la face plane (face II), le choix d'un rayon pour le solide préatmosphérique (entre 38 et 40 cm) n'affecte pas la détermination du spectre d'énergie.

b — *Chondrite de Keyes*

Une étude similaire (LORIN et POUPEAU, 1973) a été effectuée sur la météorite de Keyes, chondrite appartenant au type L6 de la classification de VAN SCHMUS et WOOD (1967), qui a été trouvée en 1939 près de Keyes (Oklahoma).

Trois carottes, mutuellement perpendiculaires, ont été forées dans cette météorite dans le but d'étudier la variation avec la profondeur des gaz rares spallogéniques (WRIGHT *et al.*, 1973). La variation de densités de traces a été suivie le long de la carotte numérotée 3-5, sur une phase minérale, l'orthopyroxène, révélée dans des conditions standard (6g NaOH, 5cc d'eau, 75 minutes).

Les valeurs des densités qui sont données dans le tableau X et illustrées sur la figure 8, correspondent à un ensemble d'orientations quelconques des détecteurs par rapport au météoroïde.

TABLEAU X

KEYES Carotte 3-5

N° d'échantillon	Profondeur (cm)	Nb cristaux	Nb traces	P (OPX)
1	1.1	19	353	$2.5 \pm 0.5 \times 10^6$
2	14.7	5	34	$7.2 \pm 1.2 \times 10^5$
3	24.9	9	26	$3.1 \pm 1 \times 10^5$
4	33.8	4	10	$1.8 \pm 1 \times 10^5$
5	41.6	10	51	$2.5 \pm 0.5 \times 10^5$
6	53.8	7	215	$5.1 \pm 0.5 \times 10^6$

L'âge d'exposition de cet objet est, d'après sa teneur en ^{21}Ne de spallation, normalisée aux conditions standard de blindage, et les taux de production de BOGARD et CRESSY (1973), de 19.5 millions d'années.

Les données expérimentales sont compatibles avec un spectre en énergie des ions VH présentant les mêmes caractéristiques que précédemment. Il peut être intéressant de noter

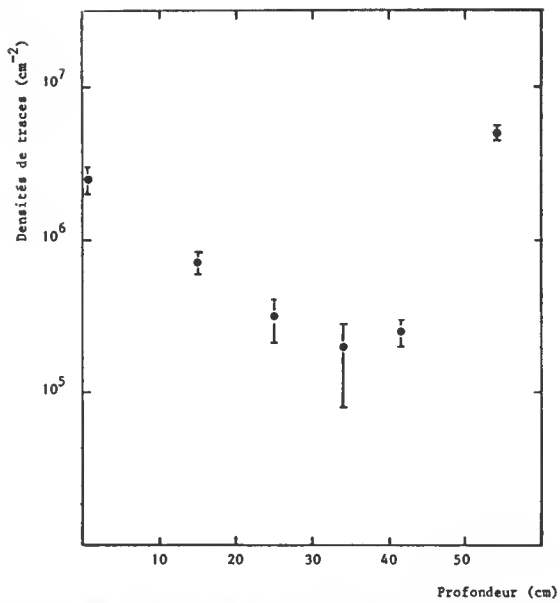

Fig. 8. — Variation des densités de traces le long de la carotte 3-5 dans la chondrite de Keyes. (D'après Lorin et Poupeau, 1973.)

qu'à partir des mesures de traces et de gaz rares, on peut se faire une idée assez juste de la forme pré-atmosphérique de cette météorite. Il conviendra, pour cela, de prendre comme profils de référence celui de Saint-Séverin pour les traces (les différences de masse ou de géométrie que présentent les deux météorites ne jouent aucun rôle sur les 4 premiers centimètres) et celui de Keyes le long de la carotte 3-5, côté face 5, pour la teneur en ^{21}Ne de spallation.

L'évaluation des longueurs initiales des différentes carottes est donnée ci-dessous (erreur = 1 cm) :

Carotte 3-5 : 1.6 + 56 + 3.4 = 61 cm
Carotte 2-4 : 6.9 + 51 + 7.5 = 65.4 cm
Carotte 1 : 10.5 + 21.5 + 5.4 = 37.4 cm

Il est frappant de constater que l'un des axes est de 40 % plus court que les autres : la météorite présentait donc une forme initialement lenticulaire, observation qui a été faite indépendamment par Trivedi et Goel (1973).

Il en résulte que la masse pré-atmosphérique de cet objet est $M_i = 280 \pm 40$ kg. Cette évaluation est en accord avec celle de Trivedi et Goel (1973), mais non avec celle de Wright *et al.* (1973) pour qui la masse pré-atmosphérique *minimale* serait de 700 kg.

L'exemple de Saint-Séverin (Cantelaube et Pellas, 1968 ; Cantelaube *et al.*, 1969) ainsi que celui de Keyes montrent combien peu justifiée pourrait être, dans ce cas, l'application d'un modèle sphérique, en particulier dans le calcul d'une masse pré-atmosphérique.

La masse recouvrée de Keyes est d'environ 120 kg (Merritt et Stovall, 1948), ce qui donne pour la météorite de Keyes un rapport masse recouvrée/masse initiale de 0.4 sensiblement plus faible que celui de Saint-Séverin, compris entre 0.6 et 0.7.

En conclusion, rien n'indique, dans l'analyse qui vient d'être faite, qu'il existe des différences notables (> 2) entre le flux actuel d'ions VH galactiques, et le flux moyen intégré sur les dix ou vingt derniers millions d'années.

En nous souvenant que l'évaluation des intensités de flux a nécessité un calcul d'âge d'exposition à partir de la teneur en ^{21}Ne de spallation, produit par la composante nucléaire active du rayonnement cosmique, cela implique en outre que *le rapport protons/VH est resté constant* à un facteur 2 près au cours des 10 et des 20 derniers millions d'années.

c — *Roche 14310*

Au nombre des roches lunaires qui ont été étudiées du point de vue des traces nucléaires, la roche 14310, prélevée au site Apollo 14 (formation de Fra Mauro), est l'une de celles qui a fourni les informations les plus intéressantes. Ceci en raison de sa masse relativement importante (3.4 kg) qui a permis son découpage en tablettes le long desquelles il a été possible de suivre la variation des densités de traces, et aussi en raison des dimensions favorables (jusqu'à 1 mm) des cristaux de feldspaths et de pyroxène qui ont servi de détecteurs.

Ces cristaux ne présentent pas, du reste, des effets de choc trop prononcés : il est possible d'observer de grandes tablettes de feldspath intactes dans les vacuoles de cette roche, dont la résistance mécanique est par ailleurs excellente.

La roche 14310 est un basalte riche en feldspaths, qui pourrait, en raison de ses particularités pétrographiques et chimiques, résulter d'une fusion par impact (Dence et Plant, 1972 ; Morgan *et al.*, 1972, et réf. incluses).

L'âge ^{40}Ar/^{39}Ar de sa fraction feldspathique serait voisin de 3.9×10^9 ans (Turner *et al.*, 1972).

Compte tenu de la teneur en uranium de la roche, de l'ordre de 3.7×10^{-6} g/g (LSPET, 1971), on pourrait s'attendre à trouver une importante contribution de traces de fission.

Dans une phase minérale qui aurait typiquement la même concentration en uranium que la roche totale, la densité de traces de fission spontanée serait de l'ordre de 10^7 t/cm^2.

Une limite supérieure à la densité de traces de fission induite peut être calculée en considérant que le flux de neutrons thermiques, auquel la roche a été soumise, ne dépasse pas 4 fois la valeur donnée par Lugmair et Marti (1971) à partir de l'étude des anomalies isotopiques du Gadolinium. Elle est de l'ordre de 5×10^6 t/cm^2.

En fait, une fraction non négligeable de l'uranium de cette roche se trouve présente dans diverses phases minérales uranifères, apatite, whitlockite, zircon, baddeleyite, tranquillityite, et minéraux riches en Zr — Ti, signalés par Gancarz *et al.* (1971), et une fraction très importante se trouve concentrée dans des phases vitreuses de fin de cristallisation remplissant des interstices triangulaires entre les lattes de feldspaths (Longhi *et al.*, 1972).

En conséquence, nous ne communiquerons ici que les données de traces relatives au feldspath, phase particulièrement pauvre en uranium, puisque sa concentration d'après Crozaz *et al.* (1972) ne dépasserait pas 30×10^{-9} g/g.

Outre sa teneur en uranium plus élevée, le clinopyroxène présente du reste l'inconvénient d'une révélation imparfaite dans les conditions d'attaque usuelles, caractéristique sur laquelle Fleischer *et al.*, (1970) ont justement attiré l'attention.

La révélation des traces dans le feldspath a été effectuée avec une solution de 6g de NaOH pour 16 cc d'eau, pendant 15 minutes pour les observations en microscopie électro-

nique à balayage, et 30 minutes pour les observations en microscopie optique, dans les conditions décrites par Lal *et al.* (1968). Les comptages ont été effectués au grossissement 20 000 au microscope électronique à balayage, et au grossissement 1 000 en microscopie optique.

Dans le premier cas, toutes les traces visibles ont été comptées ; dans le second cas, seules celles présentant une longueur supérieure à 1 μ. N'ont été retenus que les cristaux de grandes dimensions de manière à éviter les zones riches en traces de fission, très apparentes au voisinage des reliquats vitreux.

Toutes les observations ont été faites sur des sections orientées par rapport à un système d'axes dont la position par rapport à la roche est donnée par Yuhas *et al.* (1972).

En effet, ce travail entrait dans le cadre d'une investigation menée de concert par cinq laboratoires. Le découpage de la roche n'a malheureusement pas été mené avec la précision désirée si bien qu'il existe une certaine incertitude sur la position respective des tablettes fournies par le Lunar Receiving Laboratory aux différents groupes. La figure 9

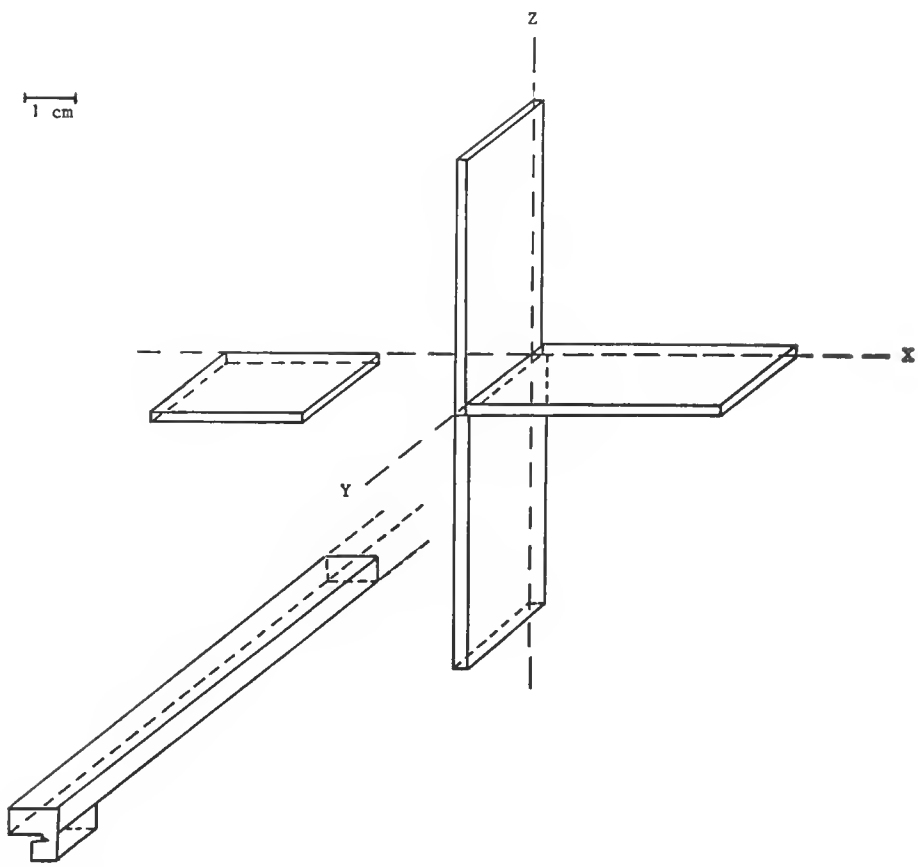

Fig. 9. — Découpage par le Lunar Receiving Laboratory de la roche 14310. Notre échantillon est allongé suivant Y.

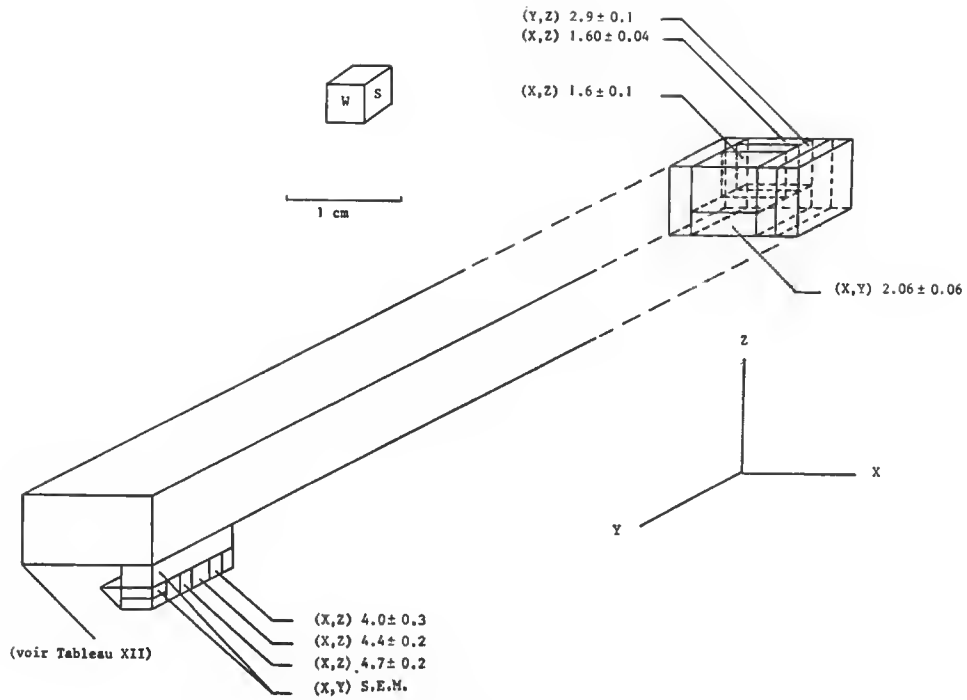

Fig. 10. — Notre découpage de l'échantillon 14310, 50.

indique la position probable de notre échantillon — allongé suivant l'axe Y — par rapport à ceux des autres groupes. La figure 10 précise le découpage auquel nous avons procédé pour obtenir des sections orientées. L'ensemble des mesures apparaît dans les tableaux XI-XIII et dans la figure 11.

Deux faces de la roche 14310 sont érodées et présentent une forte densité de cratères d'impact de micrométéorites, alors que les trois autres sont des faces de fracture ne présentant pas de traces d'impact (Anderson *et al.*, 1971). L'observation d'un gradient de traces typiquement dû au rayonnement cosmique solaire le long de notre tablette confirme que la face ouest (dans le système de coordonnées du Lunar Receiving Laboratory) a bien été une face d'exposition pour la roche.

Dans le cas le plus simple, la roche a été exposée aux rayonnements cosmiques galactique et solaire dans une position fixe, légèrement engagée dans le régolithe, les faces de fracture se trouvant ainsi assez bien protégées de l'érosion et des effets d'irradiation solaire. Dans cette hypothèse, le temps d'exposition de la roche 14310 serait de $23 \pm 7 \times 10^6$ ans.

Les éléments dont nous disposons ne nous permettant pas d'éliminer la possibilité d'une histoire d'irradiation de surface plus complexe, nous spécifions que le temps de séjour en surface de cette roche ne peut, en aucun cas, avoir été inférieur à 10^7 ans.

Notre évaluation (Berdot *et al.*, 1972 *a* ; 1972 *b*) est en désaccord complet avec celle proposée par Crozaz *et al.* (1972).

Ces auteurs, à partir d'une étude de traces nucléaires, soutenaient en effet que le temps

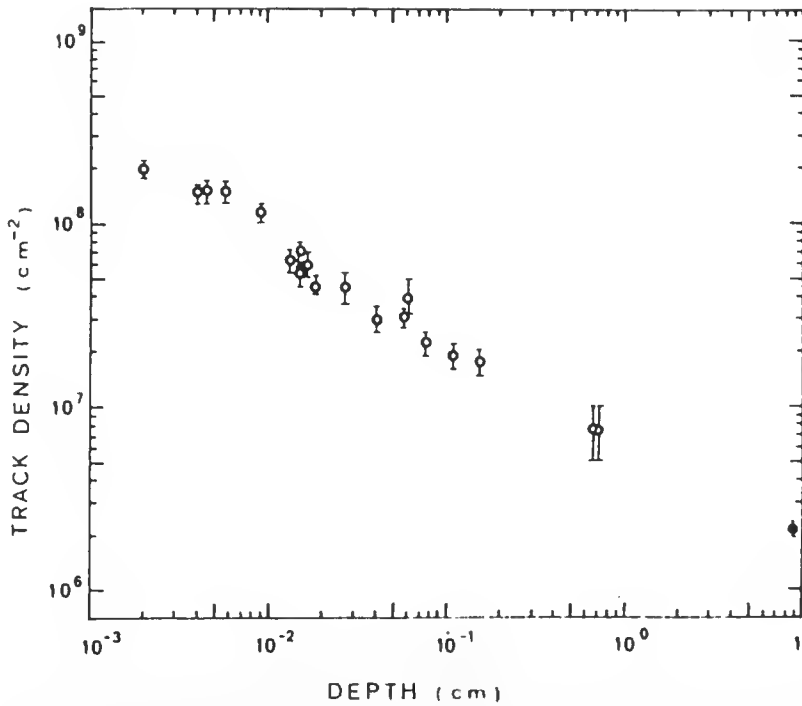

Fig. 11. — Profil de densités de traces dans la roche 14310, 50, le feldspath étant pris comme détecteur ; la section est perpendiculaire à la surface d'exposition. Les points expérimentaux correspondent à des mesures en microscopie électronique à balayage (normalisées aux mesures optiques par un facteur 0.5), à l'exception du figuré plein qui correspond à une mesure en microscopie optique. (D'après Berdot *et al.*, 1972 *b*.)

de résidence en surface (« True surface exposure age ») de cette roche était 1.5 — 2 × 10^6 ans alors même que sa teneur en ^{26}Al indiquait que ce temps de séjour ne pouvait être inférieur à 2 — 3 × 10^6 ans (Rancitelli *et al.*, 1972 *a*). La récente détermination (Imamura *et al.* 1974) de la concentration en ^{53}Mn ($t_{1/2}$ = 3.7 × 10^6 ans) montre, en fait, en accord avec nos conclusions, que le temps de séjour en surface de la roche 14310 ne peut être inférieur à une dizaine de millions d'années.

Soulignons qu'en toute hypothèse, il semble bien que la forme du spectre d'énergie des ions VH dans l'intervalle d'énergie 150 — 700 MeV/n telle qu'on peut la déduire du profil de densités de traces que nous avons déterminé, ne soit pas différente de celle qui a été calculée à partir des données de traces de Saint-Séverin. Il n'est malheureusement pas possible de calculer, à partir des données de gaz rares, l'intensité du flux d'ions VH, car pour l'essentiel les isotopes de spallation ont été produits sous un blindage important, au moins égal à 100 g/cm² (Lugmair et Marti, 1971 ; Burnett *et al.*, 1972).

Notons encore que les limites qui ont été mises à l'âge d'exposition en surface de la roche 14310 n'excluent pas la possibilité que cet échantillon ait été amené en surface ainsi, du reste, que le plus grand nombre des roches au site Apollo 14, par l'impact qui a créé le

Tableau XI

DENSITES DE TRACES DANS LES FELDSPATHS DE LA ROCHE 14310 - 50
MESUREES AU M.E.B. (non normalisées).
PLAN (X Y)
SAINT SEVERIN Carotte CB 2

Y cm	D cm	N	P
1) L'axe (-2.3, Y, -3.2)			
10.02	6.8×10^{-1}	10	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{7}$
10.03	6.7×10^{-1}	10	$(1.5 \pm 0.5) \times 10^{7}$
10.64	6.0×10^{-2}	17	$(8 \pm 2) \times 10^{7}$
10.68	1.8×10^{-2}	20	$(9 \pm 2) \times 10^{7}$
10.68	1.63×10^{-2}	26	$(1.2 \pm 0.2) \times 10^{8}$
10.70	1.53×10^{-2}	24	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{8}$
10.70	1.25×10^{-2}	29	$(1.3 \pm 0.2) \times 10^{8}$
2) L'axe (-2.3, Y, -3.3)			
10.55	1.52×10^{-1}	33	$(3.5 \pm 0.6) \times 10^{7}$
10.59	1.08×10^{-1}	36	$(3.8 \pm 0.6) \times 10^{7}$
10.62	7.61×10^{-2}	42	$(4.4 \pm 0.7) \times 10^{7}$
10.64	5.9×10^{-2}	61	$(6.1 \pm 0.8) \times 10^{7}$
10.66	4.1×10^{-2}	15	$(6 \pm 1) \times 10^{7}$
10.67	2.7×10^{-2}	23	$(9 \pm 2) \times 10^{7}$
10.69	1.5×10^{-2}	34	$(1.4 \pm 0.2) \times 10^{8}$
10.69	$(9.0 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	57	$(2.3 \pm 0.3) \times 10^{8}$
10.69	$(5.9 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	75	$(3.0 \pm 0.4) \times 10^{8}$
10.70	$(4.6 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	76	$(3.0 \pm 0.4) \times 10^{8}$
10.70	$(4.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	72	$(2.9 \pm 0.3) \times 10^{8}$
10.70	$(2.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	100	$(4.0 \pm 0.4) \times 10^{8}$

cratère du Cône. Le lieu de prélèvement de 14310 n'est malheureusement pas connu avec précision (Swann *et al.*, 1971), ce qui interdit de discuter plus avant ce point.

Rayonnement cosmique solaire

a — *Rayonnement cosmique actuel*

L'analyse des traces d'ions VH dans une lentille de la caméra de télévision de Surveyor III ramenée lors de la mission Apollo 12 après plus de deux ans et demi de séjour sur la lune a apporté une importante contribution à l'étude de la composante lourde du rayonnement cosmique solaire (Fleischer *et al.*, 1971 ; Price *et al.*, 1971 ; Crozaz et Walker, 1971).

L'analyse la plus documentée, tant au point de vue de la description des conditions géométriques d'utilisation du détecteur et des modes d'attaques, que des études annexes

TABLEAU XII

DENSITES DE TRACES DANS LES FELDSPATHS DE LA ROCHE 14310 - 50

MESUREES AU M.E.B. (non normalisées)

D cm	p
1.25×10^{-2}	$(1.5 \pm 0.2) \times 10^{8}$
1.08×10^{-2}	$(1.9 \pm 0.2) \times 10^{8}$
$(8.1 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(3.3 \pm 0.3) \times 10^{8}$
$(4.9 \pm 0.1) \times 10^{-3}$	$(5.5 \pm 0.9) \times 10^{8}$

Les densités ont été mesurées sur une section d'un échantillon prélevé à la surface de la roche.
Coordonnées approximatives : (X = - 3.4; Y = 10.7; Z = - 3)

TABLEAU XIII

DENSITES DE TRACES MESUREES DANS LES FELSPATHS DE LA ROCHE 14310-50 EN MICROSCOPIE OPTIQUE

PLAN (X, Y)

1) L'axe (- 2.9, Y, - 2.6)

Y cm	N	P $10^6/cm^2$
1.6	2 047	1.60 ± 0.04
2.0	261	1.6 ± 0.1

2) L'axe (- 2.3, Y, - 3.3)

10.0	207	4.0 ± 0.3
10.1	436	4.4 ± 0.2
10.2	1 043	4.7 ± 0.2

PLAN (Y, Z)

Localisation : (- 2.6 ± 0.1, 1.9, - 2.7)

565	2.9 ± 0.1

PLAN (X, Y)

Localisation : (- 2.9, 1.9, - 2.9)

1 403	2.06 ± 0.06

d'enregistrement et de stabilité thermique des traces, est sans conteste celle de FLEISCHER *et al.* (1971).

Ces auteurs indiquent que l'angle solide d'irradiation était, pour leur échantillon, d'environ un demi stéradian et le parcours révélable, *dans leurs conditions d'attaque et d'observation*, de 28 µm.

A partir de leurs données expérimentales, nous avons calculé le spectre en énergie du rayonnement cosmique solaire en faisant usage des équations (7) et de celles qui figurent au tableau I. Nous avons négligé dans ce cas l'absorption nucléaire et adopté sans modifications les relations que donnent HENKE et BENTON (1966) pour l'olivine en raison de la composition particulière du verre considéré. Le résultat de ce calcul apparaît dans le tableau XIV et dans la figure 12.

On voit que dans l'hypothèse d'un parcours résiduel très faible et d'une longueur minimum de détection de 1 µm, un spectre en énergie de la forme $dN/dE \propto E^{-3}$ rend compte de manière satisfaisante des observations.

C'est le cas également pour un spectre en rigidité $dN/dR \propto \exp - R/R_0$ avec $R_0 =$ 100 MV pour des énergies supérieures à 7 MeV/n, limite en deçà de laquelle la charge effective des ions de fer commence à diminuer sensiblement (HECKMAN *et al.*, 1960).

L'indice spectral ne dépend pas trop, comme on peut en juger d'après la figure 13,

TABLEAU XIV

Z	$\propto E^{-3}$ $\Delta R=28\ \mu$ $\Delta R'=0$ $\ell=1\ \mu$ $\theta=23°$	$\propto E^{-3}$ $\Delta R=60$ $\Delta R'=0$ $\ell=1\ \mu$ $\theta=23$	$\propto E^{-3}$ $\Delta R=28$ $\Delta R'=0$ $\ell=1\ \mu$ $\theta=90°$	$\propto E^{-3}$ $\Delta R=60$ $\Delta R'=0$ $\ell=1\ \mu$ $\theta=90°$	$\propto E^{-3}$ $\Delta R=2$ $\Delta R'=0\ \mu$ $\ell=1\ \mu$ $\theta=90°$	$\propto E^{-3}$ $\Delta R=10$ $\Delta R'=3\ \mu$ $\ell=1\ \mu$ $\theta=90°$	$R_o=100MV$ $\Delta R=28$ $\Delta R'=0$ $\ell=1\ \mu$ $\theta=23°$
5×10^{-4}	4.7×10^{-1}	4.7×10^{-1}	1.5	1.5	4.9×10^{-1}	4.4×10^{-1}	
10^{-3}	8.6×10^{-2}	9.0×10^{-2}	2.8×10^{-1}	3.0×10^{-1}	5.0×10^{-2}	1.2×10^{-1}	8.7×10^{-3}
2×10^{-3}	1.9×10^{-2}	2.1×10^{-2}	6.3×10^{-2}	7.5×10^{-2}	6.0×10^{-3}	2.8×10^{-2}	
5×10^{-3}	2.5×10^{-3}		7.6×10^{-3}		3.5×10^{-4}	2.4×10^{-3}	
10^{-2}	3.6×10^{-4}	7.8×10^{-4}	9.6×10^{-4}	1.7×10^{-3}	5.5×10^{-5}	3.7×10^{-4}	3.9×10^{-4}
2×10^{-2}	7.2×10^{-5}	1.4×10^{-4}	2.4×10^{-4}	4.8×10^{-4}	1.0×10^{-5}	$8. \times 10^{-5}$	1.0×10^{-4}
5×10^{-2}	8.9×10^{-6}	1.8×10^{-5}	3.0×10^{-5}	6.3×10^{-5}	1.2×10^{-6}	1.0×10^{-5}	1.1×10^{-5}
10^{-1}	1.9×10^{-6}	4.1×10^{-6}	6.6×10^{-6}	1.4×10^{-5}	2.5×10^{-7}	2.2×10^{-6}	1.7×10^{-6}
2×10^{-1}	4.2×10^{-7}	9.0×10^{-7}	1.4×10^{-6}	3.1×10^{-6}	5.4×10^{-8}	4.8×10^{-7}	2.0×10^{-7}
5×10^{-1}	5.8×10^{-8}	1.3×10^{-7}	2.0×10^{-7}	4.3×10^{-7}	7.4×10^{-9}	6.7×10^{-8}	6.8×10^{-9}

Taux de production, par seconde, de traces d'ions VH dans un solide infini à composition chondritique, sur un plan de révélation parallèle au plan d'exposition, calculés avec les spectres suivants :
$dN/dE = E^{-3}$ VH/cm^2 s sr MeV/n ; $dN/dR = \exp(-R/R_o)$ VH/cm^2 s sr GV

de la valeur du parcours révélable total. Du fait que certains auteurs (STORZER *et al.*, 1973 ; HUTCHEON *et al.*, 1974 *b*) estiment que le parcours révélable total est notablement supérieur à 28 µm dans le verre de Surveyor, on doit cependant, en toute rigueur, considérer que 3 est une valeur minimum pour l'indice spectral des ions VH solaires au cours de la période d'exposition du détecteur. Notons que notre analyse est en accord avec celle de FLEISCHER *et al.* (1971) et, ce qui est encore plus intéressant, avec celle d'HUTCHEON *et al.* (1974 *a*) qui porte sur un profil de densité de traces relevé dans une roche lunaire dont l'âge d'exposition est estimé à 2.7×10^5 ans, et qui est, en conséquence, représentative de la situation moyenne sur une grande échelle de temps.

D'un autre côté, la distribution d'énergie des protons dans le rayonnement cosmique solaire semble assez bien répondre à une loi en rigidité avec un R_0 de 100 MV, comme en font foi les déterminations effectuées tant à partir de l'analyse des gradients de concentration de cosmonucléides instables (WAHLEN *et al.*, 1972 ; BOECKL, 1972 ; BEGEMANN *et al.*, 1972) que de celle des gradients de thermoluminescence (HOYT *et al.*, 1973). D'après l'analyse de YOKOYAMA *et al.* (1973), l'ensemble des mesures de ^{26}Al et ^{22}Na effectuées sur le matériau lunaire indiquerait que le flux moyen de protons solaires, à une unité astronomique du soleil, serait, au cours du dernier million d'années :

$$N_p\ (E > 10\ \text{MeV}) = 110\ \text{p/cm}^2\ \text{s}\ (4\pi\ \text{sr}),\ \text{avec}\ R_0 = 100\ \text{MV}$$

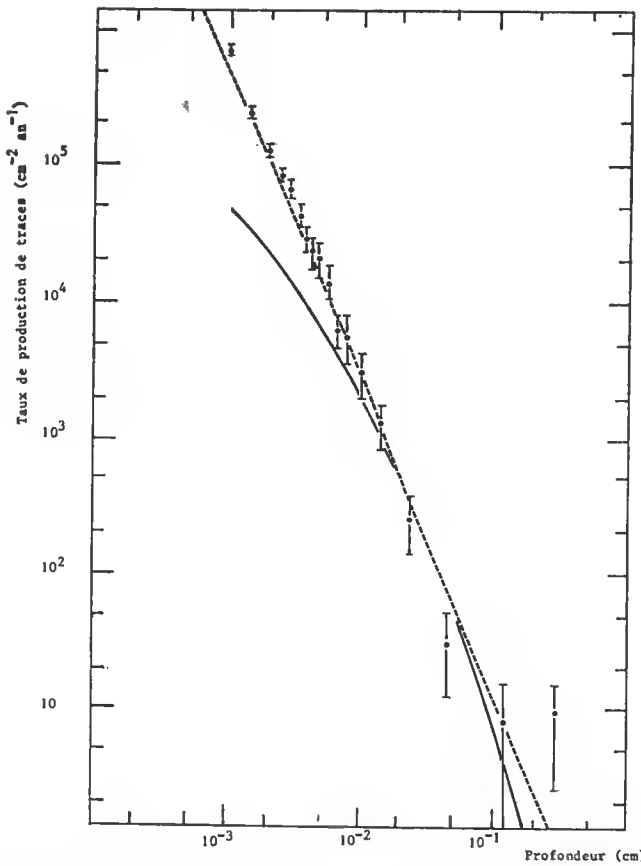

Fig. 12. — Profil de densités de traces dans le verre de Surveyor. Courbe en traits pleins : spectre en rigidité (R_0 = 100 MV) ; Courbe en tirets : spectre différentiel en énergie de la forme E^{-3}. (Données expérimentales : Fleischer *et al.*, 1971.)

La forme de la distribution d'énergie des ions VH et des protons dans le rayonnement cosmique solaire nous paraît ainsi assez raisonnablement établie. En conséquence, nous ne tiendrons pas compte du spectre en E^{-2} calculé par Blanford *et al.* (1974) pour les ions VH solaires, non plus que du spectre en $E^{-3.1}$ calculé par Rancitelli *et al.* (1972 *b*) pour les protons solaires, ces résultats apparaissant contradictoires avec le fait bien établi que l'indice spectral des particule α (et des particules plus lourdes) est nettement supérieur, dans le cas général, à celui des protons, dans le rayonnement cosmique solaire (Biswas et Fichtel, 1965).

Par ailleurs, le rapport d'abondance protons/α semble constant dans le rayonnement cosmique solaire sur une échelle de temps de l'ordre de 10^5 ans (SHRELLDALLF, 1970), et l'abondance relative des particules solaires d'énergie supérieure à 25 MeV/n est bien connue (Bertsch *et al.*, 1972). Il en résulte qu'au-delà de 25 MeV/n, énergie à

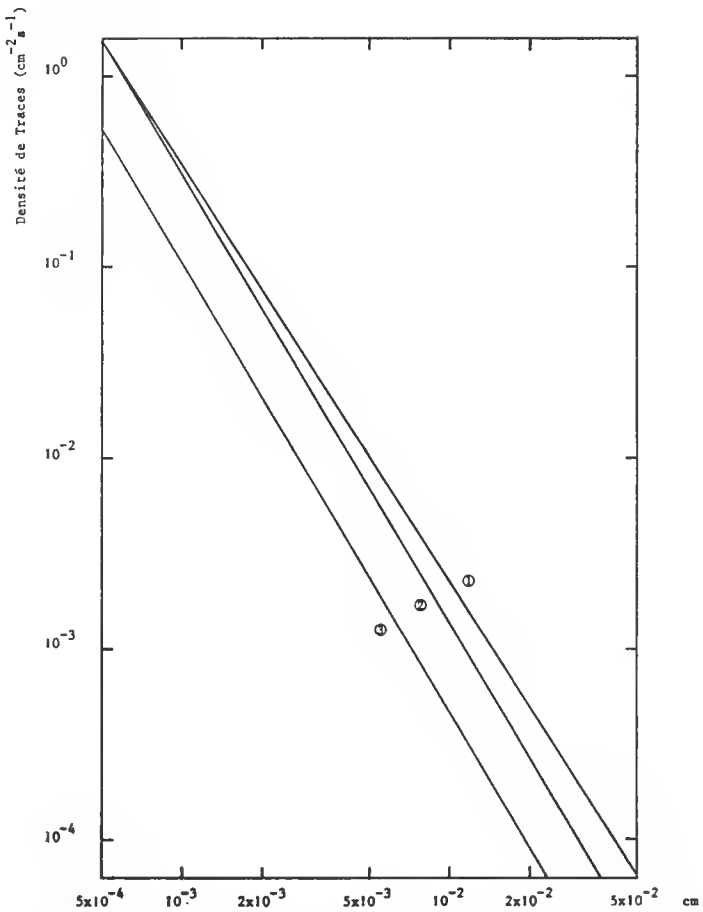

Fig. 13. — Profils correspondant à l'enregistrement dans un milieu à pouvoir d'arrêt équivalent à celui de l'olivine d'ions VH caractérisés par un spectre différentiel en énergie en E^{-3}, $dN/dE = E^{-3}$ VH/cm² s sr MeV/n (E en MeV/n) : 1, parcours révélable = 60 μm ; parcours résiduel = 0 μm ; 2, parcours révélable = 28 μm ; parcours résiduel = 0 μm ; 3, parcours révélable = 10 μm ; parcours résiduel = 3 μm.

laquelle les ions de fer sont totalement ionisés, les abondances dans le rayonnement cosmique solaire sont très peu fractionnées par rapport aux abondances coronales (Pottasch, 1968) ou photosphériques (Garz *et al.*, 1969), ce que l'on peut traduire par :

$$N_{VH}\,(E > 25\ \mathrm{MeV/n})/N_p(E > 25\ \mathrm{MeV/n}) \sim (VH/p)_{\text{solaire}}$$

On calcule ainsi, à partir de ces éléments, que le spectre différentiel d'énergie des ions VH est donné par :

$$dN/dE = 1.8 \times 10^{-3}\ E^{-3}\ \mathrm{VH/m^2\ s\ sr\ MeV/n}\ (\pm\ 50\ \%)\ (1.5 < E < 100\ \mathrm{MeV/n})$$

Par ce raisonnement, on s'affranchit des difficultés que présente la détermination du spectre d'énergie des ions VH solaires à partir de l'analyse du profil de densités de traces relevé dans le verre de Surveyor en raison des incertitudes sur la valeur du parcours révé-

lable total (Storzer *et al.*, 1973 ; Hutcheon *et al.*, 1974 *b*) et sur le niveau d'activité solaire au moment de l'exposition de ce détecteur (Crozaz *et al.*, 1971 ; Walker et Yuhas, 1973 ; Hutcheon *et al.*, 1974 *a*). Notre évaluation est en accord, au moins au-delà de 5 MeV/n, avec celles de Fleischer *et al.* (1971) et Hutcheon *et al.* (1974 *a*).

b — *Rayonnement cosmique solaire dans le matériau météoritique et lunaire*

Comme nous allons le voir, toutes les données expérimentales obtenues jusqu'ici sur le matériau lunaire et météoritique sont compatibles avec une distribution moyenne d'énergie des ions VH du rayonnement cosmique solaire répondant à une loi en puissance de l'énergie cinétique, avec un indice spectral de 3 environ. Les différences observées entre les profils de densité de traces relevés dans ces matériaux et dans le verre de Surveyor peuvent, en effet, dans tous les cas être expliquées par des particularités de la géométrie d'exposition, et par l'intervention des phénomènes d'érosion et d'accrétion.

I. Roche 14310

La partie la plus externe du profil de densités de traces mesuré sur cette roche (fig. 11) montre une pente d'atténuation typique attribuable au rayonnement cosmique solaire. En conséquence, on s'est appliqué à rechercher sur des sections perpendiculaires à la face d'exposition un profil de densités de traces de pente maximum de manière à étudier le spectre d'énergie du rayonnement cosmique solaire.

Ce profil à pente maximum a été déterminé entre 50 et 125 µm, les données expérimentales qui le concernent figurent dans le tableau XII. La densité de traces varie comme Z^{-u} avec $u = 1.4 \pm 0.3$, Z étant la profondeur par rapport à la face d'exposition alors que l'indice spectral prédit à partir d'un spectre en E^{-3} est de 2.6 à cette profondeur.

L'explication la plus simple qu'on puisse proposer est que cette différence provient de l'érosion continue de la roche.

L'indice spectral du profil d'équilibre calculé à partir d'un spectre d'énergie en E^{-3}, en faisant usage de l'équation (12), est rigoureusement de 1.4, en excellent accord avec le profil expérimental. Il est donc possible d'évaluer directement le taux d'érosion en supposant que celui-ci est constant dans le temps. Pour cela, il ne faut pas oublier de noter que les mesures au microscope électronique à balayage, produites dans le tableau XII, doivent être normalisées par un facteur 0.5 aux mesures optiques en fonction desquelles sont établis les taux de production. Il faut aussi tenir compte du fait que les mesures ont été faites sur une section perpendiculaire au plan d'exposition, et que les taux de production de traces sont inférieurs à ceux donnés au tableau XIV par un facteur voisin de 2.

On calcule, dans ces conditions, le taux d'érosion suivant : $\varepsilon \sim 7 \pm 4 \times 10^{-8}$ cm/an. Le parcours révélable total a été choisi égal à $\Delta R = L_{max} = 10$ µm ; le parcours résiduel $\Delta R'$ a été pris égal à 3 µm, pour tenir compte des calibrations de Price *et al.* (1968) et Price *et al.* (1973 *a*).

Notre estimation est en accord satisfaisant avec celle obtenue à partir de l'étude du profil de concentration en ^{53}Mn par Imamura *et al.* (1974). Ces auteurs calculent, en effet, un taux d'érosion de 5×10^{-8} cm/an pour cette roche.

2. Sols et brèches lunaires

Érosion et recouvrement contribuent à modifier le profil de densité de traces dans le cristal ou le sphérule individuel exposé, dans le régolithe lunaire, au rayonnement cosmique solaire. Il est donc, en principe, possible de donner une limite supérieure au taux d'intervention de l'un ou l'autre phénomène à partir de l'analyse de ces profils.

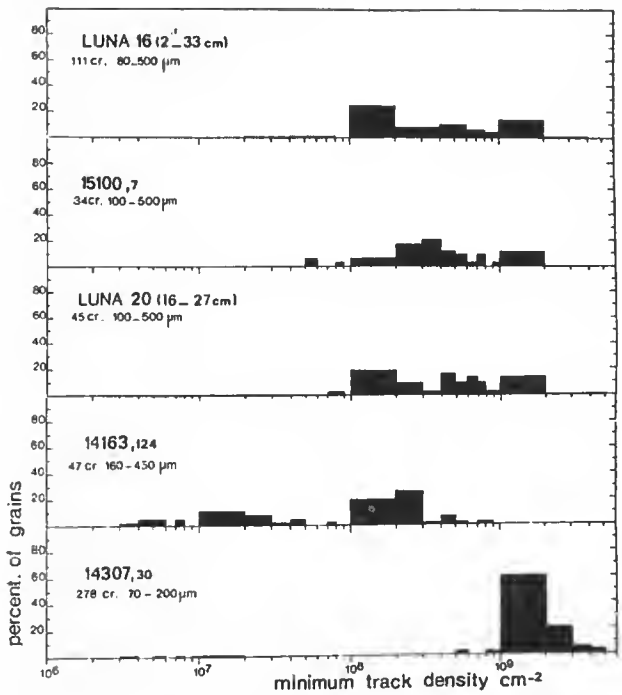

Fig. 14. — Comparaison de différents sols et d'une brèche lunaires. Le sol 14163 peut être considéré comme assez représentatif d'un sol lunaire typique. Références : 14307 — 15100 — Luna 20 (Lorin *et al.*, 1973) ; 14163 (Berdot *et al.*, 1973) ; Luna 16 (Poupeau *et al.*, 1973).

Dans un sol lunaire typique, comme le sol 14163 (fig. 14), les cristaux d'une centaine de microns de diamètre présentent une gamme importante de densités minimales de traces qui se tiennent, en général, dans un facteur 50.

Quant au gradient des densités de traces à l'intérieur des grains, il correspond le plus souvent à un indice spectral u de l'ordre de 1, mais qui peut varier de 0.7 à 1.5 (Hart *et al.*, 1972).

En schématisant à l'extrême, on pourrait dire qu'un cristal de 100 μm de diamètre présente typiquement une densité minimale de 1.9×10^8 t/cm² et un indice spectral de 1 s'il s'est trouvé exposé au rayonnement cosmique solaire.

L'indice spectral, que l'on calcule entre 5 et 50 μ de profondeur pour un tel cristal supposé sphérique et roulant à la surface de la lune, est 1.3 avec un spectre différentiel en énergie des ions VH solaires en E^{-3}.

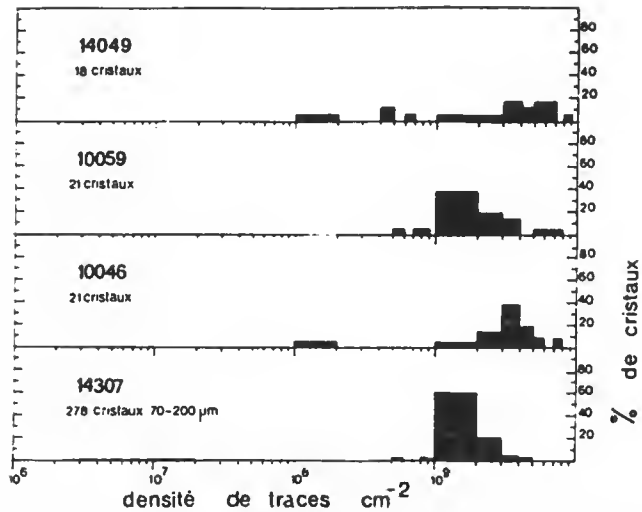

Fig. 15. — Distribution des densités de traces dans 4 brèches lunaires riches en gaz. Les brèches 14049, 10059 et 10046 ont été étudiées par Dran *et al.*, 1972. (D'après Lorin *et al.*, 1973.)

Une érosion $\varepsilon = 4.5 \times 10^{-8}$ cm/an sur toute la surface du cristal rend compte de la modification du profil de densité de traces. Il n'y a donc pas lieu de postuler, comme le font Crozaz *et al.* (1971) ainsi que Hart *et al.* (1972), que le spectre en énergie du rayonnement cosmique solaire a été plus dur dans le passé.

On calculerait du reste, alternativement, qu'une accrétion procédant au taux de 7.5×10^{-7} g/cm² an rendrait compte des observations.

En revanche, en ce qui concerne les cristaux irradiés par le rayonnement cosmique solaire dans la brèche 14307, seule l'intervention d'un phénomène d'érosion, procédant du reste au taux calculé précédemment, peut rendre compte des profils extrêmement peu accusés (Lorin *et al.*, 1973) qu'on y observe, dans l'hypothèse où l'indice spectral des ions VH solaires est égal à 3, et où, comme nous le pensons, ces observations ne sont pas dues à un artefact expérimental.

3. Brèches météoritiques

Les données relatives à la fraction de faible granulométrie des brèches météoritiques sont relativement peu nombreuses. Par ailleurs, le bruit de fond dû au rayonnement cosmique galactique enregistré au cours de l'exposition du matériau météoritique *après compaction* y est plus souvent gênant que dans les brèches lunaires en raison du faible niveau d'irradiation solaire. Cette difficulté mise à part, si l'on se reporte au profil de densité de traces (fig. 16) relevé dans un cristal de l'howardite de Kapoëta (Pellas *et al.*, 1969), on pourra considérer qu'un cristal de 100 µm de diamètre présente typiquement une densité minimale de 3×10^7 t/cm² et un indice spectrale de 1, s'il est irradié par le rayonnement cosmique solaire.

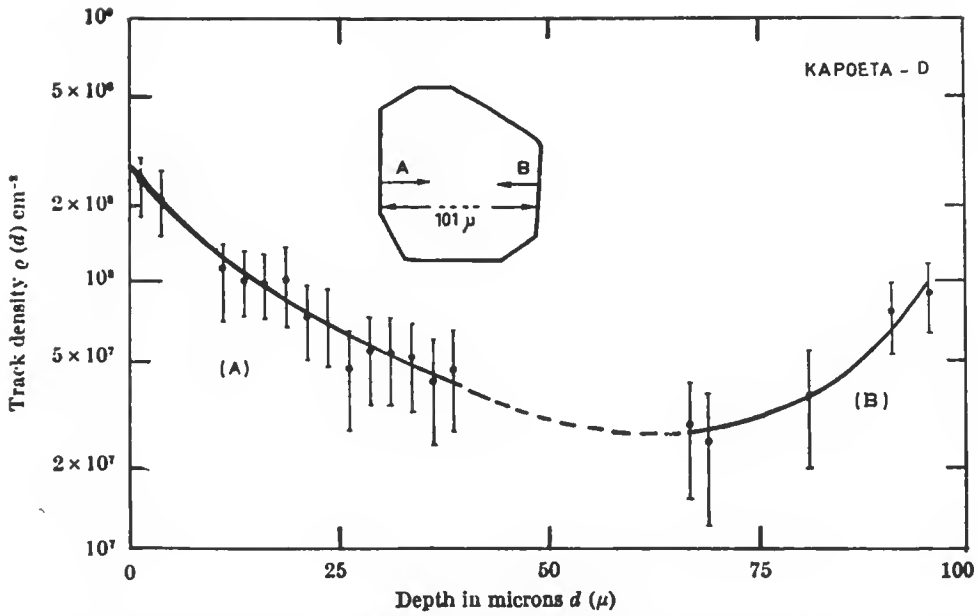

FIG. 16. — Profil de densité de traces dans un cristal de 101 μm de diamètre, irradié par le rayonnement cosmique solaire de l'howardite de Kapoëta. (D'après PELLAS *et al.*, 1969.)

Ces données semblent assez représentatives de la situation généralement rencontrée dans d'autres groupes de météorites riches en gaz.

Considérant que l'irradiation a pris place entre 2 et 3 unités astronomiques, ces caractéristiques sont compatibles avec une distribution différentielle d'énergie en E^{-3} des ions VH solaires si le profil de densité de traces est modifié par l'érosion à un taux $\varepsilon = 5 \pm 2 \times 10^{-8}$ cm/an, ou par une accrétion procédant à un taux $\varepsilon = 8.5 \pm 3 \times 10^{-7}$ g/cm² an.

III. DISCUSSION

DISTRIBUTION D'ÉNERGIE DES IONS VH

a — *Constance dans le temps*

1. Rayonnement cosmique galactique

Il résulte de cette étude que, dans la gamme d'énergies explorée, la distribution d'énergie de la composante lourde du rayonnement cosmique galactique est restée constante à un facteur 2 près au cours des vingt derniers millions d'années.

CROZAZ *et al.* (1972) ont envisagé la possibilité que le spectre d'énergie des ions VH était sensiblement différent au cours de la période d'exposition de la roche 14310.

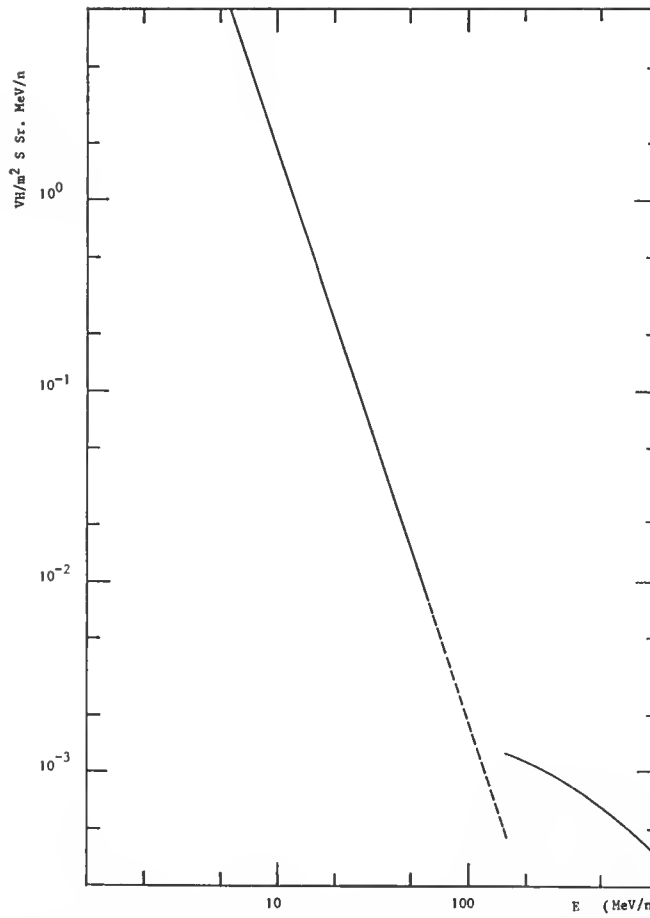

Fig. 17. — Distribution d'énergie des ions VH dans le système solaire interne, à une unité astronomique jusqu'à 60 MeV/n, entre deux et trois unités astronomiques au-delà de 150 MeV/n.

Stapanian et Burnett (1974) ont envisagé la même possibilité pour rendre compte des traces du rayonnement cosmique dans la météorite d'Allende. Nos résultats ne confirment manifestement pas le point de vue de ces différents auteurs. Nous avons noté au passage qu'on pourrait également conclure que le rapport protons/VH est resté constant sur la même échelle de temps. Il n'y a donc pas d'indices d'une modification dans les abondances élémentaires du rayonnement cosmique galactique, et ceci est en accord avec le fait que le rapport VVH/VH ne montre pas de variations appréciables sur une échelle de temps de l'ordre de 100 millions d'années (Bhandari et Padia, 1974).

Sur la base d'une comparaison entre longueurs de traces fossiles mesurées dans le matériau lunaire, et longueurs de traces artificiellement créées en accélérateur, Plieninger *et al.* (1973) ont cru déceler des variations dans le temps du spectre en charge du rayonnement cosmique. La thèse de ces auteurs ne semble cependant pas très convaincante en

égard au fait que le mécanisme de recuit à basse température des traces nucléaires n'est pas encore connu, comme le soulignent à bon droit Price *et al.* (1973 *a*).

Il convient peut-être de rappeler à ce propos que les premières interprétations des distributions de longueurs de traces révélées sur 4Π stéradians (Lal *et al.* 1969 *a* ; Lal, 1969) avaient été que le fer n'est pas l'élément le plus abondant parmi les ions VH, interprétations abandonnées depuis.

2. Rayonnement cosmique solaire

En ce qui concerne la constance dans le temps du rayonnement cosmique solaire, il n'est pas possible d'être aussi affirmatif que pour le rayonnement cosmique galactique, car les détecteurs auxquels nous nous référons sont le plus souvent des objets de petites dimensions (100 μm) dont les conditions précises d'exposition ne sont pas connues. Cependant, il ne nous semble pas qu'il existe pour l'heure d'indice vraiment convaincant que le rayonnement cosmique solaire ait varié dans le passé. En ceci, nous rejoignons le point de vue exprimé par Price *et al.* (1973 *b*) et Storzer *et al.* (1973), avec la réserve toutefois que le mécanisme chargé de rendre compte du fait que le matériau des brèches lunaires riches en gaz présente assez généralement un degré d'irradiation solaire plus élevé que celui des sols (Funkhouser *et al.*, 1970 ; Lorin *et al.*, 1973) n'est pas encore parfaitement compris.

b — *Constance spatiale*

Si l'histoire d'irradiation de la roche 14310 a été, comme nous le pensons, relativement simple, telle que la traduirait le schéma donné par Gault *et al.* (1972) dans leur figure 2, *la forme* des distributions d'énergie à l'orbite de la lune et à celle des météorites n'est pas discernable.

Or — comme en rendent compte les modèles de modulation solaire, et particulièrement leurs versions récentes qui incluent les pertes d'énergie subies par les particules à l'intérieur de la cavité solaire (Gleeson et Urch, 1971) — le degré de modulation des particules du rayonnement cosmique galactique du fait de leur interaction avec les champs magnétiques de la couronne solaire en expansion dépend de l'énergie de ces particules.

Les différences de modulation avec la distance radiale au soleil devant se traduire par des modifications corrélatives du spectre d'énergie, on peut donc, à partir des résultats expérimentaux sur Saint-Séverin et sur la roche lunaire 14310, mettre une limite au gradient d'intensité de la composante lourde du rayonnement cosmique entre 1 et 2-3 unités astronomiques.

Soit en effet γ l'indice spectral du spectre différentiel en énergie totale par nucléon $dN/dE \propto W^{-\gamma}$ et $N(>E) \propto (W/W_0)^{-\gamma+1}$, si W_0 est l'énergie totale par nucléon à laquelle nous normalisons le flux intégré.

Un simple calcul d'erreur montre que $\Delta N/N = \Delta\gamma\ (L(W/W_0))$.

L'ensemble des données expérimentales sur Saint-Séverin et la roche 14310 étant compatibles avec un indice spectral $\gamma = 2.2 \pm 0.3$, il s'ensuit que *la limite supérieure* au gradient intégral d'intensité des ions VH galactiques au-delà de 300 MeV/n est de l'ordre de 15 % par unité astronomique, si l'on considère que la modulation solaire est très faible pour les particules relativistes (McKibben *et al.*, 1973).

Le spectre d'énergie des ions VH au niveau de l'orbite de Saint-Séverin n'est donc pas

considérablement moins modulé qu'au niveau de l'orbite de la terre, et ceci modifie certaines de nos conclusions antérieures (Lal *et al.*, 1969 *b* ; Amin *et al.*, 1969) : la différence d'appréciation tient uniquement au fait que la longueur du parcours révélable total ΔR avait alors, dans les calculs, été prise égale à 5.8 µm au lieu de 10 µm, le flux s'en trouvant ainsi surestimé de près de 70 %.

L'observation d'un faible gradient d'intensité de la composante lourde du rayonnement cosmique galactique est en accord avec l'observation par Webber et Lezniak (1973) d'un faible gradient d'intensité des particules α dans la même gamme d'énergie entre 0.75 et 1.1 u.a. au cours de la période allant de janvier 1968 à juin 1969.

Érosion

Plusieurs agents interviennent à des degrés divers dans le phénomène d'érosion auquel est soumise la surface des petits corps planétaires :

— Le vent solaire, tout d'abord, agit directement en dégradant les surfaces exposées par bombardement ionique, et contribue éventuellement au déplacement électrostatique de la fraction fine du régolithe selon le mécanisme suggéré par Gold (1955), donc à sa lente abrasion.

— La gravité intervient en provoquant le déplacement des grains le long des pentes, contribuant ainsi à leur abrasion. Ce phénomène a été invoqué par Phakey *et al.* (1972) pour rendre compte des caractéristiques d'irradiation par les ions lourds du rayonnement cosmique solaire de certains sols lunaires.

— Le cyclage thermique soumet le matériau de surface à d'importantes contraintes mécaniques.

— Les micrométéorites enfin, dont le rôle est majeur dans ce contexte, agissent soit par effet de sablage, soit par leurs effets mécaniques indirects.

Il convient de faire deux remarques en ce qui concerne la détermination d'un taux d'érosion.

Tout d'abord, celui-ci dépend de façon critique de la nature du matériau considéré. C'est ainsi que le taux d'érosion par bombardement ionique serait d'environ vingt fois plus grand pour le verre que pour l'ilménite (Maurette et Price, 1975). Par ailleurs, Keith *et al.* (1972) ont pu mettre en relation les faibles teneurs en ^{26}Al de plusieurs roches des sites Apollo 14 et 15 avec leur extrême friabilité, et Imamura *et al.* (1974) ont récemment observé une différence d'un facteur 4 dans les taux d'érosion respectifs des roches 14310 et 14321, aux propriétés mécaniques manifestement différentes.

D'autre part, l'évaluation du taux d'érosion dépend grandement de l'échelle de temps ou, alternativement, de l'échelle spatiale considérée. C'est ainsi que pour une cible typique le taux d'érosion micrométrique, ou « sputtering », sera de l'ordre de 0.5 Å/an (Maurette et Price, 1975), alors que le taux d'érosion millimétrique, ou « erosion », sera de l'ordre de 5 Å/an (Imamura *et al.*, 1974), et le taux d'érosion métrique, ou « mass wastage », de l'ordre de 20 Å/an (Shoemaker *et al.*, 1970), semble-t-il.

a — *Constance spatiale*

La comparaison des taux d'érosion déterminés sur une roche lunaire et sur une roche

météoritique présentant des propriétés mécaniques comparables fournira de très utiles indications sur la variation avec la distance radiale au soleil des flux de micrométéorites si, comme nous le pensons, ce flux est le principal agent d'érosion aussi bien dans l'espace que sur la lune.

Rappelons, en effet, qu'une valeur limite de 10^{-7} cm/an a pu être fixée au taux d'érosion au niveau de l'orbite moyenne de Saint-Séverin (Lal *et al.*, 1969 *b*).

Par ailleurs, l'analyse précédente a montré que les données de traces nucléaires sur cette météorite étaient compatibles avec un taux d'érosion de 5×10^{-8} cm/an. Le taux d'érosion de la roche 14310 venant d'être évalué à $7 \pm 4 \times 10^{-8}$ cm/an, on voit qu'il ne semble pas exister de gradient important de densité de poussière cosmique entre 1 u.a. et 2-3 u.a.

Si l'on considère que le taux d'érosion adopté pour Saint-Séverin est valable à 50 % près et que le demi-grand axe de l'orbite de cet objet n'est pas inférieur à 2 u.a., on calculerait que ce gradient d'intensité n'excède pas 120 % par unité astronomique. Cette limite s'appliquerait aux micrométéorites dont la masse est comprise entre 10^{-8} et 10^{-4} g., fraction qui, d'après Gault *et al.* (1972), constituerait le principal agent d'érosion, et correspond à des informations enregistrées sur un laps de temps considérable.

Il convient de dire que les mesures de poussière cosmique au moyen de détecteurs placés à bord de sondes spatiales ne sont pas toutes en accord. Cependant, parmi les plus récentes, celles de Rhee *et al.* (1974) entre 0.75 et 1.09 u.a., portant sur des particules de masse supérieure à 10^{-13} g, et de Humes *et al.* (1974) entre 1 et 5 u.a., portant sur des particules de masse supérieure à 2×10^{-9} g, ne montrent aucun gradient appréciable de densité de poussière cosmique jusqu'à 5 u.a.

b — *Constance dans le temps*

L'analyse des traces nucléaires montre que les phénomènes d'irradiation par la composante lourde du rayonnement cosmique sont plutôt uniformes le long des grandes carottes prélevées aux sites Apollo 15 et Apollo 16 (Fleischer *et al.*, 1974).

Les mesures de flux de neutrons indiqueraient que ce matériau s'est déposé au cours du dernier milliard d'années (Russ *et al.*, 1972 ; Russ, 1973). Cela situe donc l'échelle de temps sur laquelle on peut considérer que le rayonnement cosmique solaire et le taux d'érosion à la surface de la lune sont restés à peu près constants.

Une autre approche de la question consiste à comparer les taux d'érosion évalués dans la fraction granulométrique de 100 µm, d'une part sur les sols et brèches lunaires, d'autre part sur les brèches météoritiques riches en gaz. Nous avons vu qu'aux incertitudes expérimentales près, ce taux d'érosion était de 5×10^{-8} cm/an dans le premier cas, de $5 \pm 2 \times 10^{-8}$ cm/an dans le second. La similitude est frappante et suggère, si l'on admet que la constance spatiale du flux de micrométéorites est une propriété permanente du système solaire interne (ce qui serait le cas dans une situation de quasi équilibre), que le flux de micrométéorites ne s'est pas modifié de manière appréciable depuis la formation des brèches météoritiques riches en gaz, en tous cas par moins d'un facteur 5.

Dans un sens contraire, Brownlee et Rajan (1973) ont récemment signalé que le matériau de la brèche météoritique de Kapoëta avait été soumis à une intensité de flux de micrométéorites neuf fois supérieure à l'intensité de flux actuelle, mais ces auteurs ont omis,

dans leur calcul, de tenir compte de la réduction du flux de particules du rayonnement cosmique solaire avec la distance radiale au soleil : il semble, du reste, que Rajan *et al.* (1974) soient revenus sur leur point de vue. Par ailleurs, Hartung et Storzer (1973) et Storzer et Hartung (1974) ont récemment fait état d'une sensible augmentation du flux de micrométéorites au cours des derniers dix mille ans à partir d'un essai de détermination de l'âge d'exposition par traces nucléaires de microcratères d'impact. Le recuit gradnel des traces nucléaires sous l'effet du chauffage solaire constituerait cependant, à notre avis, une meilleure explication au fait que les âges d'exposition de ces microcratères sont généralement jeunes. Du reste, aux dires mêmes des auteurs, sur *trois* cratères étudiés il s'en trouve déjà un dont les caractéristiques de rétention des traces de *fission du Californium* sont altérées par rapport au matériau non impacté. Or, circonstance aggravante, la stabilité des traces dues à une irradiation externe par des fragments de Californium est nettement supérieure à celle des traces dues à la fission d'Uranium *in situ* (Macdougall et Price, 1974), qui est elle-même, comme on le sait, très supérieure à celle des traces d'ions VH.

On aura noté que, toutes proportions gardées, les phénomènes physiques prenant place à la surface des petits corps planétaires, directement à l'interface avec l'espace, présentaient une certaine similitude. Il est peut-être opportun de spécifier, pour terminer, que ceci n'est vrai qu'à l'échelle microscopique. Les taux d'érosion macroscopiques observables au niveau du régolithe de ces différents objets présentent, en effet, des différences considérables, qui se traduisent par de très importantes différences dans le niveau *global* d'irradiation par les flux solaires et galactiques du matériau de surface, différences en relation avec les masses et les caractéristiques orbitales des corps en question.

Conclusion

L'analyse précédente a permis de conclure à la constance, dans les limites de précision de cette détermination, de la distribution d'énergie de la composante lourde du rayonnement cosmique galactique au cours des vingt derniers millions d'années, et à sa faible variation spatiale à l'intérieur de la cavité solaire, du moins pour des particules d'énergie supérieure à 300 MeV/n, et une distance radiale au soleil n'excédant sans doute pas 3 unités astronomiques. La constance dans le temps du rapport VH/protons mérite d'être tout particulièrement soulignée. Par ailleurs, il ne semble pas que l'on dispose à présent d'éléments réellement probants pour conclure à l'existence de variations appréciables, dans le passé, des caractéristiques du rayonnement cosmique solaire et de l'intensité du flux de micrométéorites.

Remerciements

Je remercie MM. P. Pellas, R. M. Walker, et G. Crozaz, à qui je suis redevable de nombreuses et fructueuses discussions à l'occasion de ce travail.

Ma gratitude va également à M. J. Fabriès, Professeur au Muséum national d'Histoire naturelle, pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Je remercie enfin Mmes Rostand et Fiéni pour leur précieuse aide technique.

Cette étude a été menée dans le cadre du Centre national de la Recherche scientifique.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

AMIN, B. S., D. LAL, J. C. LORIN, P. PELLAS, R. S. RAJAN, A. S. TAMHANE, et V. S. VENKATAVARADAN, 1969. — On the Flux of Low-Energy particles in the solar system during the last 10 million years. Meteorite Research. D. Reidel, Dordrecht, Holland : 316-327.

ANDERSON, D. H., J. LINDSAY, et W. I. RIDLEY, 1971. — Apollo 14 Curator Office Preprint. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex., 1 p.

BEGEMANN, F., R. REIDER, E. VILCSEK, et H. WÄNKE, 1969. — Cosmic-Ray produced Radionuclides in the Barwell and Saint-Séverin meteorites. Meteorite Research. D. Reidel, Dordrecht, Holland : 267-274.

BEGEMANN, F., W. BORN, H. PALME, E. VILCSEK, et H. WÄNKE, 1972. — Cosmic-Ray produced radioisotopes in Apollo 12 and Apollo 14 samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **2** : 1693-1702.

BERDOT, J. L., G. C. CHÉTRIT, J. C. LORIN, P. PELLAS, G. POUPEAU, et H. REEVES, 1972 *a*. — Preliminary Track Data on some Rocks from Apollo 14. Lunar Science III. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex. : 62-64.

BERDOT, J. L., G. C. CHÉTRIT, J. C. LORIN, P. PELLAS, et G. POUPEAU, 1972 *b*. — Track Studies of Apollo 14 Rocks, and Apollo 14, Apollo 15, and Luna 16 Soils. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **3** : 2867-2881.

BERDOT, J. L., G. C. CHÉTRIT, J. C. LORIN, et G. POUPEAU, 1973. — Irradiation records in a compacted soil : breccia 14307. Lunar Science IV. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex. : 63-65.

BERTSCH, D. L., C. E. FICHTEL, et D. V. REAMES, 1972. — *Ap. J.*, **171** : 169.

BHANDARI, N., et J. T. PADIA, 1974. — Secular Variations in the Abundances of Heavy Nuclei in Cosmic Rays. *Science*, **185** : 1043-1045.

BHANDARI, N., S. BHAT, D. LAL, G. RAJAGOPALAN, A. S. TAMHANE, et V. S. VENKATAVARADAN, 1971. — High Resolution Time Averaged (millions of years) Energy Spectrum and Chemical Composition of Iron-Group Cosmic-Ray Nuclei at 1 A.U. based on fossil Tracks in Apollo Samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 2, **3** : 2611-2619.

BHATTACHARYA, S. K., J. N. GOSWAMI, et D. LAL, 1973 *a*. — Semi-empirical rates of formation of Cosmic-Ray Tracks in Spherical Objects exposed in Space : pre and post-atmospheric depth profiles. *J. Geophys. Res.*, **78** : 8356-8363.

BHATTACHARYA, S. K., J. M. GOSWAMI, S. K. GUPTA, et D. LAL, 1973 *b*. — Cosmic-Ray Effects in a Rock exposed on the Moon or in free space : contrast in patterns for « tracks » and « isotopes ». *The Moon*, **8** : 253-286.

BIBRON, R., C. LÉGER, J. TOBAILEM, Y. YUKOYAMA, H. MABUCHI, et N. BAILLARD, 1973. — Radionuclides produits par le rayonnement cosmique dans la météorite Saint-Séverin. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **38** : 197-205.

BISWAS, S., et C. E. FICHTEL, 1965. — Composition of Solar Cosmic-Rays. *Space Sci. Rev.*, **4** : 709-736.

BLANFORD, G. E., R. M. FRULAND, D. S. MCKAY, et D. A. MORRISON, 1974. — Lunar surface phenomena : Solar flare track gradients, microcraters, and accretionary particles. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 5, **3** : 2501-2526.

BOECKL, R. S., 1972. — A depth profile of ^{14}C in the lunar rock 12002. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **16** : 269-272.

BOGARD, D. D., et P. J. CRESSY, 1973. — Spallation production of ^{3}He, ^{21}Ne, and ^{38}Ar from target elements in the Bruderheim chondrite. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **37** : 527-546.

Brownlee, D. E., et R. S. Rajan, 1973. — Discovery of Micrometeorite Craters on Chondrule-like objects from Kapoëta Meteorite. *Science*, **182** : 1341-1344.

Burnett, D. S., J. C. Huneke, F. A. Podosek, G. P. Russ III, G. Turner, et G. J. Wasserburg, 1972. — The Irradiation History of Lunar Samples. Lunar Science III. The Lunar Science Institute. NASA, Houston, Tex. : 105-107.

Cantelaube, Y., et P. Pellas, 1968. — Évaluation du taux d'ablation de l'amphotérite de Saint-Séverin par l'étude des traces d'ions lourds du flux primaire du rayonnement cosmique. Origin and Distribution of the Elements. Pergamon Press, Oxford : 479-491.

Cantelaube, Y., M. Maurette, et P. Pellas, 1967. — Traces d'ions lourds dans les minéraux de la chondrite de Saint-Séverin. Radioactive Dating and Methods of Low-Level Counting. International Atomic Energy Agency, Vienna : 215-229.

Cantelaube, Y., P. Pellas, D. Nordemann, et J. Tobailem, 1969. — Reconstitution de la météorite Saint-Séverin dans l'espace. Meteorite Research. D. Reidel, Dordrecht, Holland : 705-713.

Crozaz, G., 1974. — U, Th and extinct ^{244}Pu in the phosphates of the Saint-Sèverin Meteorite. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **23** : 164-169.

Crozaz, G., et R. M. Walker, 1971. — Solar particle tracks in glass from the Surveyor 3 Spacecraft. *Science*, **171** : 1237-1239.

Crozaz, G., M. Hair, M. Maurette, et R. M. Walker, 1969. — Nuclear Interaction Tracks in Minerals and their Implication for Extraterrestrial Materials. Proc. Int. Conf. on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Lab. Phys. Nucl., Clermont-Ferrand, France : VII.41-VII.54.

Crozaz, G., R. M. Walker, et D. Woolum, 1971. — Nuclear track studies of dynamic surface processes on the moon, and the constancy of solar activity. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 2, **3** : 2543-2558.

Crozaz, G., R. Drozd, C. M. Hohenberg, H. I. Hoyt, D. Ragan, R. M. Walker, et D. Yuhas, 1972. — Solar Flare and Galactic Cosmic ray studies of Apollo 14 and 15 samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **3** : 2917-2931.

Daniel, R. R., et N. Durgaprasad, 1962. — The Chemical Composition of the Primary Cosmic Radiation above the Earth's Atmosphere. *Nuovo Cim.*, suppl., **23** : 82-111.

Dence, M. R., et A. G. Plant, 1972. — Analysis of Fra Mauro Samples and the Origin of the Imbrium Basin. *Geochim. Cosmochim. Acta*, suppl. 3, **1** : 379-399.

Fleischer, R. L., P. B. Price, R. M. Walker, et M. Maurette, 1967. — Origins of Fossil Charged Particle-Tracks in Meteorites. *J. Geophys. Res.*, **72** : 331-353.

Fleischer, R. L., P. B. Price, et R. M. Walker, 1968. — Identification of ^{244}Pu Fission Tracks and the Cooling of the Parent-Body of the Tolnea Meteorite. *Geochim. Cosmochim. Acta.*, **32** : 21-31.

Fleischer, R. L., E. L. Haines, H. R. Hart, R. T. Woods, et G. M. Comstock, 1970. — The Particle-Track Record of the Sea of Tranquillity. *Geochim. Cosmochim. Acta*, suppl. 1, **3** : 2103-2120.

Fleischer, R. L., H. R. Hart, et G. M. Comstock, 1971. — Very Heavy Solar Cosmic Rays : Energy Spectrum and Implications for Lunar Erosion. *Science*, **171** : 1240-1242.

Fleischer, R. L., H. R. Hart, et W. R. Giard, 1974. — Surface history of lunar soil and soil columns. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **38** : 365-380.

Funkhouser, J., T. Kirsten, et O. A. Schaeffer, 1967. — Light and heavy rare gases in four fragments of the Saint-Séverin meteorite. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **2** : 185-190.

Funkhouser, J. G., O. A. Schaeffer, D. D. Bogard, et J. Zähringer, 1970. — Gas analysis of the lunar surface. *Geochim. Cosmochim. Acta*, suppl. 1, **2** : 1111-1116.

GANCARZ, A. J., A. L. ALBEE, et A. A. CHODOS, 1971. — Petrologic and Mineralogic Investigation of some crystalline rocks returned by the Apollo 14 mission. *Earth Planet. Sci. Letters*, **12** : 1-18.

GARZ, T., H. HOLWEGER, M. KOCK et J. RICHTER, 1969. — Revision der solaren Eisenhäufigkeit und ihre Bedeutung für Modell der Sonnenphotosphöre. *Astron. Astrophys.*, **2** : 446-450.

GAULT, D. E., F. HÖRZ, et J. B. HARTUNG, 1972. — Effects of microcratering on the lunar surface. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **3** : 2713-2734.

GLEESON, L. J., et I. H. URCH, 1971. — Energy losses and modulation of galactic cosmic rays. *Astrophys. Space Sci.*, **11** : 288-308.

GOLD, T., 1955. — The Lunar surface. *Mon. Not. R. astr. Soc.*, **115** : 585.

HART, H. R., G. M. COMSTOCK, et R. L. FLEISCHER, 1972. — The particle track record of Fra Mauro. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **3** : 2831-2844.

HARTUNG, J. B., et D. STORZER, 1974. — Lunar microcraters and their solar flare track record. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 5, **3** : 2527-2541.

HECKMAN, H. H., B. L. PERKINS, W. G. SIMON, F. M. SMITH, et W. M. BARKAS, 1960. — *Phys. Rev.*, **117** : 544.

HENKE, R. P., et E. V. BENTON, 1966. — Charged Particle Tracks in Polymers : n° 3-Range and Energy Loss Tables. Report n° TR-1102, U. S. Naval Radiological Defense Lab., San-Francisco, Calif., 39 p.

HORN, P., et W. VON OERTZEN, 1967. — Elastically Scattered Recoil Nuclei in Solid State Track Detectors. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **2** : 280-282.

HOYT, H. P., R. M. WALKER, et D. W. ZIMMERMAN, 1973. — Solar flare proton spectrum averaged over the last 5×10^3 years. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 4, **3** : 2489-2502.

HUMES, D. H., J. M. ALVAREZ, R. L. O'NEAL, et W. H. KINARD, 1974. — The Interplanetary and Near-Jupiter Environments. *J. Geophys. Res.*, **79** : 3677-3684.

HUTCHEON, I. D., D. MACDOUGALL, et P. B. PRICE, 1974 *a*. — Improved determination of the long-term average Fe-spectrum from ~ 1 to ~ 460 MeV/amu. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 5, **3** : 2561-2576.

HUTCHEON, I. D., D. MACDOUGALL, et P. B. PRICE, 1974 *b*. — Rock 72315 : a new lunar standard for solar flare and micrometeorite exposure. Lunar Science V. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex. : 378-380.

IMAMURA, M., K. NISHIIZUMI, M. HONDA, R. C. FINKEL, J. R. ARNOLD, et C. P. KOHL, 1974. — Depth profiles of ^{53}Mn in lunar rocks and soils. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 5, **2** : 2093-2103.

JACKLYN, R. M., 1966. — *Nature*, **211** : 690.

KEITH, J. E., R. S. CLARK, et K. A. RICHARDSON, 1972. — Gamma-ray measurements of Apollo 12, 14, and 15 lunar samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **2** : 1671-1680.

KRISHNASWAMI, S., D. LAL, M. PRABHU, et A. S. TAMHANE, 1971. — Olivines : Revelation of Tracks of Charged Particles. *Science*, **174** : 287-291.

LAL, D., 1969. — Composition and Energy Spectrum of Prehistoric Cosmic Radiation. Cosmic Ray Studies, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay : 65-72.

LAL, D., et R. S. RAJAN, 1969. — Observations on space irradiation of individual crystals of gas-rich meteorites. *Nature*, **223** : 269-271.

LAL, D., R. S. RAJAN, et V. S. VENKATAVARADAN, 1967. — Nuclear Effects of « Solar » and « Galactic » cosmic-ray particles in near surface regions of meteorites. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **31** : 1859-1869.

LAL, D., A. V. MURALI, R. S. RAJAN, A. S. TAMHANE, J. C. LOHIN, et P. PELLAS, 1968. — Techniques for proper revelation and viewing of etch-tracks in meteroritic and terrestrial minerals. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **5** : 111-119.

LAL, D., R. S. RAJAN, et A. S. TAMHANE, 1969 *a*. — Chemical Composition of Nuclei of $Z > 22$ in Cosmic Rays using Meteoritic Minerals as Detectors. *Nature*, **221** : 33-37.

LAL, D., J. C. LORIN, P. PELLAS, R. S. RAJAN, et A. S. TAMHANE, 1969 *b*. — On the Energy Spectrum of Iron-Group Nuclei as deduced from Fossil-Track Studies in Meteoritic Minerals. Meteorite Research. D. Reidel. Dordrecht, Holland : 275-285.

LALOU, C., D. NORDEMANN, et J. LABEYRIE, 1970. — Étude préliminaire de la thermoluminescence de la météorite Saint-Séverin. *C. r. hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris*, **270** D : 2401-2404.

LONGHI, J., D. WALKER, et J. F. HAYS, 1972. — Petrography and Crystallisation history of basalts 14310 and 14072. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl., 3, **1** : 131-139.

LORIN, J. C., 1974. — Diffusion de ^{3}He dans les chondrites par chauffage solaire. *C. r. hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris*, **278** D : 1797-1800.

LORIN, J. C., et G. POUPEAU, 1973. — Track-Studies in Keyes and Saint-Séverin Chondrites. *Meteoritics*, **8** : 410-411.

LORIN, J. C., P. PELLAS, G. POUPEAU, L. SCHULTZ, et P. SIGNER, 1973. — Irradiation et pré-irradiations de la brèche 14307. *The Moon*, **8** : 149-175.

LSPET (Lunar Sample Preliminary Examination Team), 1971. — Preliminary Examination of Lunar Samples from Apollo 14. *Science*, **173** : 681-693.

LUGMAIR, G. W., et K. MARTI, 1971. — Neutron Capture Effects in Lunar Gadolinium and the Irradiation histories of Some Lunar Rocks. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **13** : 32-42.

MACDOUGALL, D., et P. B. PRICE, 1974. — Attempt to Date Early South African Hominids by Using Fission Tracks in Calcite. *Science*, **185** : 943-944.

MCKIBBEN, R. B., J. J. O'GALLAGHER, J. A. SIMPSON, et A. J. TUZZOLINO, 1973. — Preliminary Pioneer-10 Intensity Gradients of Galactic Cosmic Rays. *Ap. J.*, **181** : L9-L13.

MARTI, K., J. P. SHEDLOVSKY, R. M. LINDSTROM, J. R. ARNOLD, et N. G. BHANDARI, 1969. — Cosmic-Ray produced Radionuclides and Rare-Gases near the Surface of Saint-Séverin Meteorite. Meteorite Reserach. D. Reidel, Dordrecht, Holland : 246-266.

MARY, M., 1969. — Contribution à l'étude de la Thermoluminescence de la météorite Saint-Séverin Thèse 3e cycle. Faculté des Sciences de Paris, Paris. 97 p.

MAURETTE, M., 1969. — On Some Annealing Characteristics of Heavy Ions Tracks in Silicate Minerals. Proc. Int. Conf. on Nuclear Track Registration in Insulating Solids and Applications. Lab. Physique Nucléaire, Clermont-Ferrand, France : IV.40-IV.51.

MAURETTE, M., et P. B. PRICE, 1975. — Electron Microscopy of Irradiation Effects in Space. *Science*, **187** : 121-129.

MAURETTE, M., et R. M. WALKER, 1964. — Étude des traces de particules induites par les interactions de protons de 3 GeV dans différents minéraux. *J. Phys.*, **25** : 661-666.

MAURETTE, M., P. THRO, R. M. WALKER, et R. WEBBINK, 1969. — Fossil Tracks in Meteorites and the Chemical Abundance and Energy Spectrum of Extremely Heavy Cosmic-Rays. Meteorite Research. D. Reidel, Dordrecht, Holland : 286-315.

MERRIT, C. A., et J. W. STOVALL, 1948. — Meteors and Meteorites. *Mus. Univ. of Okla. Inform. Ser., Circ.*, **6** : 1.

MORGAN, J. W., J. C. LAUL, U. KRÄHENBUHL, R. GANAPATHY, et E. ANDERS, 1972. — Major Impacts on the Moon : Characterization from trace elements in Apollo 12 and 14 samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **2** : 1377-1395.

MÜLLER, O., et J. ZÄHRINGER, 1969. — Rare-Gases in Stony-Meteorites. Meteorite Research. D. Reidel, Dordrecht, Holland : 845-856.

PELLAS, P., et D. STORZER, 1975. — Étude des taux de refroidissement des chondrites ordinaires à partir des traces de fission du plutonium-244 enregistrées dans les cristaux détecteurs. *C. r. hebd. Séanc. Acad. Sci., Paris*, **280** D : 225-228.

PELLAS, P., G. POUPEAU, J. C. LORIN, H. REEVES, et J. AUDOUZE, 1969. — Primitive Low-Energy Particle Irradiation of Meteoritic Crystals. *Nature*, **223** : 272-274.

PELLAS, P., A. DUCATEL, et J. L. BERDOT, 1973. — Search for Pre-Irradiation Effects in Allegan Chondrite. *Meteoritics*, **8** : 418-419.

PHAKEY, P. P., I. D. HUTCHEON, R. S. RAJAN, et P. B. PRICE, 1972. — Radiation Damage in Soils from five lunar missions. Lunar Science III. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex. : 608-610.

PLIENINGER, T., W. KRÄTSCHMER, et W. GENTNER, 1973. — Indications for time variations in the galactic cosmic-ray composition from track-studies on lunar samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 4, **3** : 2337-2346.

POTTASCH, S. R., 1968. — On the abundances in the Solar Corona. Origin and Distribution of the Elements, Pergamon Press, New-York : 183-190.

POUPEAU, G., G. C. CHÉTRIT, J. L. BERDOT, et P. PELLAS, 1973. — Étude par la méthode des traces nucléaires du sol de la Mer de la Fécondité (Luna 16). *Geochim. Cosmochim. Acta*, **37** : 2005-2016.

PRICE, P. B., R. S. RAJAN, et A. S. TAMHANE, 1967. — On the Pre-atmospheric Size and Maximum Erosion Rate of the Patwar Stony-Iron Meteorite. *J. Geophys. Res.*, **72** : 1377-1388.

PRICE, P. B., R. L. FLEISCHER, et C. D. MOAK, 1968. — Identification of very heavy cosmic ray tracks in meteorites. *Phys. Rev.*, **167** : 277-282.

PRICE, P. B., I. HUTCHEON, R. GOWSIK, et D. J. BARBER, 1971. — Enhanced emission of iron nuclei in solar flares. *Phys. Rev. Lett.*, **26** : 916-919.

PRICE, P. B., I. D. HUTCHEON, D. LAL, et V. P. PERELYGIN, 1972. — Lunar crystals as detectors of very rare nuclear particles. Lunar Science III. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex. : 619-621.

PRICE, P. B., D. LAL, A. S. TAMHANE, et V. P. PERELYGIN, 1973 *a*. — Characteristics of Tracks of Ions of $14 < Z < 36$ in Common Rock Silicates. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **19** : 337-395.

PRICE, P. B., J. H. CHAN, I. D. HUTCHEON, D. MAGDOUGALL, R. S. RAJAN, E. K. SHIRK, et J. D. SULLIVAN, 1973 *b*. — Low energy heavy ions in the solar system. *Geochim. Cosmochim Acta*, Suppl. 4, **3** : 2347-2361.

RAJAN, R. S., D. E. BROWNLEE, et F. HÖRZ, 1974. — The ancient micrometeorite flux. Lunar Science V. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex. : 616-617.

RANCITELLI, L. A., R. W. PERKINS, W. D. FELIX, et N. A. WOGMAN, 1972 *a*. — Cosmic Ray Flux and Lunar Surface processes characterized from Radionuclides measurements in Apollo 14 and 15 Lunar Samples. Lunar Science III. The Lunar Science Institute, NASA, Houston, Tex. : 630-632.

RANCITELLI, L. A., R. W. PERKINS, W. D. FELIX, et N. A. WOGMAN, 1972 *b*. — Lunar surface processes characterized from Apollo 12-15 lunar sample analyses. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **2** : 1681-1691.

RHEE, J. W., O. E. BERG, et F. F. RICHARDSON, 1974. — Heliocentric Distribution of Cosmic Dust intercepted by Pioneer 8 and 9. *Geophys. Res. Lett.*, **1** : 345-346.

RUSS III, G. P., 1973. — Apollo 16 neutron stratigraphy. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **17** : 172-186.

RUSS III, G. P., D. S. BURNETT, et G. J. WASSERBURG, 1972. — Lunar neutron stratigraphy. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **15** : 172-186.

SCHULTZ, L., D. PHINNEY, et P. SIGNER, 1973. — Depth Dependence of Spallogenic Noble Gases in the Saint-Séverin Chondrite. *Meteoritics*, **8** : 435-436.

SHAPIRO, M. M., et R. SILBERBERG, 1970. — *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **30** : 323.

SHOEMAKER, E. M., M. H. HART, G. A. SWANN, D. L. SCHLEICHER, G. G. SCHABER, R. L. SUTTON, D. H. DAHLEM, E. N. GODDARD, et A. C. WATERS, 1970. — Origin of the lunar regolith at Tranquillity Base. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 1, **3** : 2399-2412.

SHRELLDALFF (Shedlovsky, J. P., M. Honda, R. C. Reedy, J. C. Evans, D. Lal, R. M. Lindstrom, A. C. Delany, J. R. Arnold, H. H. Loosli, J. S. Fruchter, et R. C. Finkel), 1970. — Pattern of bombardment-produced radionuclides in rock 10017 and in lunar soil. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 1, **2** : 1503-1532.

Stapanian, M. I., et D. S. Burnett, 1974. — Cosmic Ray Track Production Rate for a Near Surface Sample of the Allende Meteorite. *Meteoritics*, **9** : 408-409.

Storzer, D., et J. B. Hartung, 1974. — Solar flare track ages for microcrater pits on lunar basalt 12002. *Meteoritics*, **8** : 55-60.

Storzer, D., G. Poupeau, et W. Krätschmer, 1973. — Track-exposure and Formation ages of some lunar samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 4, **3** : 2363-2377.

Swann, G. A., N. G. Bailey, R. M. Batson, R. E. Eggleton, M. H. Hait, H. E. Holt, K. B. Larson, M. C. McEwen, E. D. Mitchell, G. G. Schaber, J. B. Schafer, A. B. Shepard, R. L. Sutton, N. J. Trask, G. E. Ulrich, H. G. Wilshire, et E. W. Wolfe, 1971. — Preliminary Geologic investigation of the Apollo 14 landing site. Apollo 14 Preliminary Science Report, NASA Report n° SP-272. NASA, Houston, Tex. : 39-86.

Trivedi, B.M.P., et P.S. Goel, 1973. — Nuclide Production Rates in Stone Meteorites and Lunar Samples by Galactic Cosmic Radiation. *J. Geophys. Res.*, **78** : 4885-4900.

Turner, G., J. C. Huneke, F. A. Podosek, et G. J. Wasserburg, 1972. — Ar^{40}-Ar^{39} Systematics in rocks and separated minerals from Apollo 14. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **2** : 1589-1612.

Van Schmus, W. R., et J. A. Wood, 1967. — A Chemical-Petrological Classification for the chondritic meteorites. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **31** : 747-765.

Waddington, 1960. — The Composition of the Primary Radiation. *Prog. Nucl. Phys.*, **8** : 1-45.

Wahlen, M., M. Honda, M. Imamura, J. S. Fruchter, R. C. Finkel, C. P. Kohl, J. R. Arnold, et R. C. Reedy, 1972. — Cosmogenic nuclides in football-sized rocks. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **2** : 1719-1732.

Walker, R. M., et D. Yuhas, 1973. — Cosmic-Ray Track Production rates in Lunar Material. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 4, **3** : 2379-2389.

Webber, W. R., et J. A. Lezniak, 1973. — Interplanetary Radial Gradients of Galactic Cosmic Ray Protons and Helium Nuclei : Pioneer 8 and 9 Measurements from 0.75 to 1.10 A.U. *J. Geophys. Res.*, **78** : 1979-2000.

Webber, W. R., S. V. Damle, et J. Kish, 1972. — Studies of the Chemical Composition of Cosmic-Rays with $Z = 3$-30 at high and low energies. *Astrophys. Space Sci.*, **15** : 245-271.

Wright, R. J., L. A. Simms, M. A. Reynolds, et D. Bogard, 1973. — Depth Variation of Cosmogenic Noble Gases in the ~ 120 kg Keyes Chondrite. *J. Geophys. Res.*, **78** : 1308-1318.

Yokoyama, Y., J. Sato, J. L. Reyss, et F. Guichard, 1973. — Variation of solar cosmic-ray flux deduced from ^{22}Na — ^{26}Al data in lunar samples. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 4, **2** : 2209-2227.

Yuhas, D., R. M. Walker, H. Reeves, G. Poupeau, P. Pellas, J. C. Lorin, G. C. Chétrit, J. L. Bernot, P. B. Price, I. D. Hutcheon, H. R. Hart, R. L. Fleischer, G. M. Comstock, D. Lal, J. N. Goswami, et N. Bhandari, 1972. — Track Consortium Report on rock 14310. *Geochim. Cosmochim. Acta*, Suppl. 3, **3** : 2941-2947.

Zähringer, J., 1968. — Rare gases in stony meteorites. *Geochim. Cosmochim. Acta*, **32** : 209-237.

Manuscrit déposé le 2 juin 1975.

Bull. Mus. natn. Hist. nat., Paris, 3e sér., nº 367, janv.-févr. 1976,
Sciences de la Terre 52 : 9-61.

Achevé d'imprimer le 30 avril 1976.

IMPRIMERIE NATIONALE

6 564 001 5

Recommandations aux auteurs

Les articles à publier doivent être adressés directement au Secrétariat du *Bulletin du Muséum national d'Histoire naturelle*, 57, rue Cuvier, 75005 Paris. Ils seront accompagnés d'un résumé en une ou plusieurs langues. L'adresse du Laboratoire dans lequel le travail a été effectué figurera sur la première page, en note infrapaginale.

Le *texte* doit être dactylographié à double interligne, avec une marge suffisante, recto seulement. Pas de mots en majuscules, pas de soulignages (à l'exception des noms de genres et d'espèces soulignés d'un trait).

Il convient de numéroter les *tableaux* et de leur donner un titre ; les tableaux compliqués devront être préparés de façon à pouvoir être clichés comme une figure.

Les *références bibliographiques* apparaîtront selon les modèles suivants :

Bauchot, M.-L., J. Daget, J.-C. Hureau et Th. Monod, 1970. — Le problème des « auteurs secondaires » en taxionomie. *Bull. Mus. Hist. nat., Paris*, 2e sér., 42 (2) : 301-304.

Tinbergen, N., 1952. — The study of instinct. Oxford, Clarendon Press, 228 p.

Les *dessins* et *cartes* doivent être faits sur bristol blanc ou calque, à l'encre de chine. Envoyer les originaux. Les *photographies* seront le plus nettes possible, sur papier brillant, et normalement contrastées. L'emplacement des figures sera indiqué dans la marge et les légendes seront regroupées à la fin du texte, sur un feuillet séparé.

Un auteur ne pourra publier plus de 100 pages imprimées par an dans le *Bulletin*, en une ou plusieurs fois.

Une seule épreuve sera envoyée à l'auteur qui devra la retourner dans les quatre jours au Secrétariat, avec son manuscrit. Les « corrections d'auteurs » (modifications ou additions de texte) trop nombreuses, et non justifiées par une information de dernière heure, pourront être facturées aux auteurs.

Ceux-ci recevront gratuitement 50 exemplaires imprimés de leur travail. Ils pourront obtenir à leur frais des fascicules supplémentaires en s'adressant à la Bibliothèque centrale du Muséum : 38, rue Geoffroy-Saint-Hilaire, 75005 Paris.

MUSEUM
NATIONAL
D'HIST.NAT.